



Bimodalité en collisions périphériques et centrales : systématiques et comparaisons

D. Mercier

► To cite this version:

D. Mercier. Bimodalité en collisions périphériques et centrales : systématiques et comparaisons. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université de Caen, 2008. Français. NNT : . tel-00354154

HAL Id: tel-00354154

<https://theses.hal.science/tel-00354154>

Submitted on 19 Jan 2009

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



UNIVERSITE de CAEN/BASSE-NORMANDIE
U.F.R de Sciences
ÉCOLE DOCTORALE SIMEM

Bimodalité en collisions périphériques et centrales : systématiques et comparaisons

THÈSE

présentée et soutenue publiquement le 5 Novembre 2008
en vue de l'obtention du

Doctorat de l'université de Caen

Spécialité : Constituants élémentaires et physique théorique

Arrêté du 07 août 2006

par

Mr Mercier Damien

Composition du jury

<i>Rapporteurs :</i>	Rivet Marie-France Hanappe Francis	DR CNRS (Institut de Physique Nucléaire d'Orsay) Professeur (Université libre de Bruxelles)
<i>Examineurs :</i>	Bougault Rémi Lautesse Philippe Wieleczko Jean-Pierre	DR CNRS (Laboratoire de Physique Corpusculaire de Caen) Maître de conférences (Université Claude Bernard, Lyon1) DR CEA (GANIL)
<i>Directeurs :</i>	Tamain Bernard Guinet Daniel	Professeur (ENSI, CAEN) Professeur (Université Claude Bernard, Lyon1)

Mis en page avec la classe thloria.

Remerciements

Note aux lecteurs aventureux :

Chers lecteurs, amis ou inconnus, vous qui vous lancez dans la lecture de ce manuscrit, puisse-t-il combler vos attentes. J'espère que le contenu (et qui sait l'épaisseur) ne rebutera pas le curieux qui parcourt ces pages. Aussi, j'aimerais rappeler au découragé qu'en effet "Le temps de lire est toujours du temps volé. C'est sans doute la raison pour laquelle le métro se trouve être la plus grande bibliothèque du monde.", mais que "Le temps de lire, comme le temps d'aimer, dilate le temps de vivre.". C'est sur ces citations de D.Pennac que je vous invite à la lecture de ce mémoire.

Remerciements :

La Rédaction de thèse, locution tant entendue, moment tant attendu... Échappée par mégarde dans les conversations, elle ravive les souvenirs du chercheur confirmé, attise le regard du postdoc victorieux, puis s'envole dans les couloirs pour s'annoncer en un souffle aux oreilles du thésard anxieux. Le doctorant novice y verra son objectif, avec le temps elle deviendra son inquiétude. Et quand l'heure sonnera de la rencontrer enfin, elle déguisera son nom. Elle se présentera à lui comme : "Sa rédaction de thèse", ainsi l'étudiant valeureux n'aura point de cesse qu'il n'ait écrit la dernière ligne.

Mais, bien que ce long processus d'écriture, de réécriture, de réagencement, de modifications, de corrections, de relectures... soit bien souvent un duel entre l'étudiant et la page blanche, le chemin pour en arriver là ne se fait pas seul. Cette partie a donc une importance vraiment particulière à mon sens. Les remerciements accumulés ici, donneront un caractère peu conventionnel et peut être un peu déroutant aux lignes qui suivront. J'espère que la lecture en restera agréable, si ce n'est sympathique. Que les décors, protagonistes et faits divers qui se reconnaîtront dans la suite ne prennent pas à la légère leur présence ! Vous tous cités ici avez contribué, plus ou moins directement, à la construction de cette entreprise, qui a commencé il y a de nombreuses années, et qui se concrétise par cette "Thèse" et le diplôme longtemps attendu. Plus généralement, vous avez tous contribué à cette grande pièce qu'est "ma vie", et pour cela, je vous remercie sincèrement.

"The only place where success comes before work is in the dictionary."

[Vidal Sassoon]

Les premiers remerciements vont à mes deux laboratoires d'accueil le LPC Caen et l'IPN Lyon, et à leurs directeurs respectifs J.C. Steckmeyer et B. Ille. Merci d'avoir accepté cette thèse en co-direction, de m'avoir fourni les outils de travail nécessaires, parfois plus capricieux que performants, mais toujours utiles. Merci de m'avoir permis de me déplacer librement entre ces deux structures et ce sans contrainte aucune ! Je crois pouvoir

dire que j'ai fait partie intégrante de ces deux laboratoires au cours de ces trois ans même lorsque j'en étais absent !

“J’ai beau chercher la vérité dans les masses, je ne la rencontre que dans les individus”

[Eugène Delacroix]

Un remerciement sincère à mes deux directeurs de thèse qui chacun à leur manière, avec leurs approches et leurs personnalités souvent différentes ont réussi à encadrer et diriger cette thèse sans susciter de mésententes, doutes ou conflits, mais au contraire en se complétant ! La légende colportée par quelques anciens visant à démoraliser les plus jeunes thésards affirmant qu'on “finit par détester son directeur de thèse” ne s'est donc pas vérifiée. Au contraire, je tiens à affirmer ma profonde admiration, ma reconnaissance et ma sincère amitié à mes deux directeurs de thèse. Une mention particulière à Bernard Tamain qui, au milieu d'un emploi du temps surchargé (à mon sens) mais extrêmement bien organisé a toujours su trouver le temps et l'efficacité pour me conseiller et m'orienter. Remerciement à mon “directeur de substitution” R. Bougault qui, lorsque le directeur officiel n'était pas disponible a toujours su m'orienter en quelques mots vers une direction nouvelle. Je me dois d'ajouter une mention particulière quant aux efforts de compréhension de mes codes de “profane” écrit en C++. J'espère que mes classes KaliVeda seront assez commentées et claires pour être reprises par ses soins. Une mention spéciale accompagnée de toute ma sympathie et de mes remerciements sincères à mon autre “directeur de substitution” P. Lautesse, qui s'est investi de manière importante dans l'étude des collisions centrales et attendait les résultats avec une avidité stimulante et encourageante même lorsque La D625 se faisait des plus revêches !

Je souhaite remercier cordialement les membres du Jury, dont J.P. Wielecsko porte parole de la collaboration INDRA, d'avoir accepté d'évaluer ce travail. Une mention particulière aux rapporteurs M-F. Rivet et F. Hanappe, pour qui la lecture assidue et la critique de ce long manuscrit n'étaient certainement pas choses aisées, surtout dans le peu de temps qui leur était alloué.

Je remercie chaleureusement la collaboration INDRA, avec qui il était très agréable de travailler, que ce soit sur le plan pratique lors des manip réalisées au GANIL, ou sur le plan des idées lors des réunions analyse. Je remercie la communauté pour son dynamisme et ses discussions qui, bien qu'animées parfois, restent d'une grande qualité scientifique.

Merci à Eric Bonnet pour les tuyaux concernant la fameuse méthode de FIT 2D multi-paramètres. Remerciement spécial à J. Frankland grand maître Jedi de KaliVeda qui doit souvent désespérer du niveau des apprentis, mais qui avec le moins de moquerie possible répond toujours aux questions (même si c'est dans la doc). Merci aussi à D. Cussol pour sa façon de coder en trois lignes ce qui nous en aurait pris au moins 10, et grâce à qui on apprend toujours une nouvelle combine. Déboguer avec Daniel a aussi l'extrême avantage de remonter le moral. En effet, chaque erreur de compilation s'agrémentait d'exclamations à vocation d'auto critique acerbe, dans un langage riche bien que non édulcoré. L'espace d'un instant, on se sent « moins seul » face à l'adversité des machines.

Une dédicace particulière à E.Vient dont le souci de précision et de maîtrise de l'analyse conjointe à l'appareillage permettent une remise en question (parfois un peu trop pessimiste) sur la validité de la méthode et donc des résultats. La remise en perspective est une chose importante et grâce à Emmanuel, elle n'est jamais bien loin. Une autre voix résonne à mes oreilles à grand renfort d'exclamations grandiloquentes de désespoir devant des résultats aussi "improbables que stupides" (pas tout à fait en ces termes d'ailleurs), celle de D.Durand. Lui aussi remet en perspective les résultats et pousse toujours à démontrer les choses plus avant. Ces allocutions loin d'être désespérantes ont au contraire un curieux pouvoir de construction, poussant à établir une argumentation solide visant à faire front. Je t'adresse ce salut amical Dominique et j'espère avoir pu te convaincre que bien que tout ne soit pas inattaquable, nos résultats ne sont pas que des "conneries" (ça y est c'est ça le terme!).

Sans hypocrisie aucune, j'ai passé trois années de doctorat dans un cadre de travail, et au sein d'une équipe, très appréciables et très appréciés!

“Quand on possède le goût des gens exceptionnels, on finit toujours par en rencontrer partout.”

[Pierre Mac Orlan]

“Une anecdote nous en apprend plus sur un homme qu'un volume de biographie.”

[William Ellery Channing]

Les gens exceptionnels, et les anecdotes, voilà ce qui résume bien les lignes suivantes. Si la thèse ne se fait pas seule, elle ne se fait pas non plus qu'au travers de longues heures de travail avec des collègues... Le doctorant trouvera ici, si ce n'est les clés au moins le porte-clef du succès.

Pour bien réussir une thèse, l'environnement et le cadre de travail sont des atouts considérables. Aussi, je voudrais remercier mon bureau lyonnais, qui résiste encore et toujours au modernisme et refuse toute notion "d'isolation"! Ceci permet, grâce à une conception unique, de mourir de chaud en été, et de geler en hiver. *nota : Je t'assure Bernard, j'ai essayé de convaincre le bureau de faire des économies d'énergie, mais il n'avait pas les moyens...* Je le remercie tout de même de m'avoir servi de gîte pour quelques nuitées. Merci à Charbel d'avoir usé le sol de ce même bureau en tournant inlassablement en rond, parcourant la pièce de long en large jusque tard dans la nuit, s'assurant ainsi de laisser une empreinte dans le monde de la physique ou à défaut sur le plancher. Charbel, j'espère que tu as trouvé la main que tu cherches inlassablement dans tes chansons. Ravi d'avoir partagé ton bureau et ton amitié! *nota : Conseil au lecteur qui pourrait cohabiter avec Charbel : éviter de s'en servir de JukeBox. Trop peu de titres sont disponibles actuellement.* Je voudrais remercier mon bureau Caennais, où moult objets amusants se trouvaient entassés. Merci aux divers collègues qui ont partagés ces lieux avec moi et qui ont tous été très sympathiques.

Une thèse ne se fait pas sans effort, il est important d'avoir une bonne santé, procurée par une alimentation saine et équilibrée. Aussi, je remercie les Kebabs de Villeurbanne pour avoir constitué une part importante de mes repas de midi. Je ne remercie pas les Kebabs de Caen tous plus mauvais les uns que les autres, ni tous les gens avisés, forts de leur endroit préféré qui m'ont fait mentir pour finalement prononcer une fois de plus : "plus jamais de Kebab à Caen !".

Je remercie les restaurants, chefs, cuisiniers et personnel de qualité qui s'évertuent à présenter une cuisine d'excellence dans un cadre charmant. Je dédicace cette partie à tous mes compagnons de table qui n'ont pas peur d'essayer, et de découvrir la cuisine. Merci à tous ceux qui m'ont accompagné, parfois assez loin pour passer une soirée dégustation. Quelques soirées mémorables au rayon souvenirs qui apportent courage et baume au coeur : Sandro, merci pour la plus drôle des soirées qui puisse exister au restaurant. Je ne sais pas si c'était la meilleure pour les serveurs et pour les autres convives mais pour nous "chétait pas chi mal" ! Merci à Coralie pour être toujours prête à manger des sushis ! Merci à Nadège pour avoir essayé et confirmé à peu près toutes les adresses qui valaient le détour. Merci à Philippe de partager cet engouement culinaire. Le lecteur intéressé de passage à Caen ou à Lyon pourra s'adresser à Philippe à qui sera remis un exemplaire du petit guide du thésard gourmand, répertoriant les adresses à ne pas manquer lors de voyages, déplacements, séminaires...

Je ne remercie pas les restaurants qui bénéficient d'une situation exceptionnelle, d'une affluence continue de touristes et qui en profitent pour servir une cuisine de qualité médiocre, je tiens à mentionner quelques drôleries qui ont rendu la situation si ce n'est agréable du moins burlesque. Surprise devant l'assiette : "excusez moi mais n'était ce pas des blinis en accompagnement ?" Réponse : "Si mais on en a plus alors on a remplacé par des biscottes !" Une serveuse les bras chargés de plats : "excusez moi, vous pouvez me tenir ça ?" La même serveuse au moment de flamber une crêpe "Vous avez pas un briquet ?"...

Pour réussir une thèse, il faut surtout veiller à conserver sa santé mentale. Je remercie pour cela la musique, qui m'a éloigné de la folie de nombreuses fois. Merci aux synthés Roland, à la MAO, à Sennheiser et à Xone, pour leur matériel de grande qualité ! Je remercie mes voisins qui bien que soumis à des volumes sonores parfois importants, et à divers sons synthétiques à la limite de la tolérance humaine, ne se sont jamais plaints ou si peu. Je ne remercie pas les voisins qui ne font pas un bruit de la journée mais qui à 3H du matin invitent la moitié de Caen chez eux, ni les fumeurs invétérés dont les volutes envahissent tout l'immeuble.

Je remercie les créateurs, scénaristes, concepteurs, auteurs, développeurs... Tous ces gens qui nous font voyager, rêver et parcourir de nouveaux mondes dans leurs films, mangas, jeux, romans... Je ne remercie pas la télé qui endoctrine et crétinise les masses ! Je ne remercie pas les producteurs de jeux vidéos qui proposent sous couvert de "nouveau" un concept abrutissant qui se borne à secouer une manette devant un design d'une pauvreté graphique déconcertante avec un développement de code exceptionnel : *if secouage > limite then gagné!*.

En bref, je remercie, les gens qui ont permis à mes passions de s'épanouir et/ou qui les ont accompagnées et avec qui mes rapports ont été aussi divers qu'enrichissants.

"Il n'y a pas de mauvaise route, il n'y a que des mauvaises rencontres."

[Patrice Leconte]

Je voudrais insister sur cette partie. Si l'on arrive jusqu'au doctorat, c'est avant tout grâce aux divers instituteurs, enseignants et professeurs dont on a croisé la route. J'aimerais que le lecteur, surtout si il est amené à enseigner, se souvienne de l'importance des professeurs qui l'ont marqué dans sa scolarité.

Je voudrais dédier cette thèse à mon professeur de Physique de 2^{nde} jeune enseignant qui aimait faire partager sa passion. A Mme Pirat qui n'a jamais réussi à mener une expérience sans gaffe ou panne, mais qui nous tenait toujours en haleine (peut être en attente de la prochaine bévée). Merci de nous avoir appris la chimie amusante ! Merci à Mr Crevaux professeur de Math en classe prépa qui ne blâmait pas les reconversions et croyait à la réussite de chacun dans un environnement approprié. Merci à Mme Bouverau professeur de Français au Collège qui n'a pas baissé les bras et ne considérait pas comme cause perdue mon orthographe pitoyable et ma grammaire déplorable. J'espère m'être amélioré ! Je ne dédie en aucun cas cette thèse : ni à Mr Vialet, instituteur de CM1 qui prenait un malin plaisir à gifler, brimer et mettre mal à l'aise les élèves trop peu dynamiques. L'armée si elle éveillait certains, n'a pas toujours révélée des vocations ; ni à Mme X professeur de Math de 2^{nde} qui s'opposait envers et contre tous ces collègues à mon passage en 1^{ere} et m'assenait d'une voie satisfaite : "Vous, de toute façon, vous ne ferez jamais S !" D'une manière générale merci à tous les enseignants avec qui mes rapports furent aussi divers qu'enrichissants !

Voilà, j'ai fait le tour des grandes lignes qui ont été nécessaires à l'aboutissement de cette thèse. Reste à présent à remercier ceux qui n'accompagnent pas directement mon parcours "scientifique" mais mon parcours de vie.

"Il est plus facile de devenir ami au hasard d'une rencontre que de le rester dans la vie."

[Proverbe chinois]

Des rencontres, il y en a eu beaucoup, des amis qui s'en vont aussi... Merci à MatFly, rare personne avec qui l'on puisse aussi bien échanger des souvenirs de primaire, d'anniversaire, de réveillons, de jeu en réseau, que de mariage et bientôt de naissance. J'espère que de nombreuses histoires nous attendent encore ! Merci à Dikran pour toutes les années passées à Lyon et pour les meilleurs côtés de la collocation. Merci à Anne pour être toujours aussi sympa, et pour avoir supporté nos piques parfois sévères (mea culpa)...

Si vous êtes arrivé jusqu'ici de votre lecture, et que vous n'avez toujours pas vu votre nom, vous commencez à vous demander si j'ai gardé le meilleur pour la fin où je vous ai oublié ? Pas d'inquiétude, c'était juste pour avoir quelques clients pour lire l'intégralité de ces pages d'expression libre.

Alors, je voudrais remercier Greg pour sa capacité à venir mettre le boxon dans le bureau lorsqu'on est vraiment submergé de boulot, mais qui bizarrement est toujours prêt à parler physique dans n'importe quel contexte et à n'importe quelle heure ! Je remercie

Yves pour m’avoir réconcilié avec les jeux de société ! D’une manière générale, je remercie les thésards avec qui mes rapports furent aussi divers qu’enrichissants.

Merci à Emmanuelle, pour avoir visité avec moi ce milieu hostile qu’est la Normandie, pour un thésard fraîchement débarqué. Merci à Elodie pour être toujours de bon conseil en matière de cinéma et de découvertes musicales. Merci à Coralie, Charline, Fanny et Lisa pour leur amitié, leur gentillesse et leur capacité à basculer en mode folie à tout moment passé 20H30. Merci à Clémentine, Doriane, Lucie, Karine, Angel, pour leur joie de vivre, pour leurs coups de blues attendrissants et pour leurs affinités avec KousKous !

Merci à la team officielle de sortie : L’ex Capitaine, Francis, BiBi et bien sur celui sans qui Caen n’aurait jamais connu cette bande de thésards ambulants : SANDRO ! Merci à Tony et au Vesuvio pour ne jamais nous avoir mis à la porte malgré quelques soirées très animées. Merci pour le « vin rouge » maison et ses effets aussi divers qu’enrichissants.

Merci à tous ces gens d’avoir croisé ma route. Sans vous, ces années, et cette thèse ne pourraient être complètes !

“On choisit ses copains, mais rarement sa famille”

[RENAUD]

Il faut croire que je suis bien tombé ! Merci aux oncles tantes, cousins, parrain marraine... Vous m’avez tous apporté par vos passions, loisirs, différences... Merci pour votre soutien continu et votre proximité.

Merci à ma soeur d’avoir étendu ma culture cinématographique (même si je ne pouvais pas tout supporter ;-)) et fait réviser mes classiques que ce soit de cinéma ou de maths lors de séances de soutien souvent animées !

Merci à Nadège de m’avoir accompagné toutes ces années et d’avoir partagé les meilleurs comme les pires moments.

Merci à mes parents sans qui rien n’aurait été possible. Merci d’avoir pu compter sur votre soutien complet en toutes choses !

Je dédie cette thèse à Nadège, à mes grands parents, à ma soeur et à mes parents ! À vous qui avez toujours cru en la victoire, même lors de mes pires doutes. Du fond du coeur MERCI !

“Some men see things as they are and they why. I dream things that never were and say why not.”

[George Bernard Shaw]

*Je dédie cette thèse
à ceux qui ont toujours cru en ce jour !*

Table des matières

INTRODUCTION

Contexte de l'étude	3
---------------------	---

Des collisions d'ions lourds à la bimodalité	5
--	---

1	Phénoménologie	5
2	Les différentes phases de la matière nucléaire	8
3	La bimodalité	10
3.1	Le contexte théorique	10
3.2	Le cadre d'étude	10

Chapitre 1	
Le dispositif expérimental	13

1.1	La production de faisceau d'ions au GANIL	13
1.2	Le multidétecteur INDRA	15
1.2.1	Les détecteurs	16
1.2.2	La géométrie d 'INDRA	18
1.2.3	L'électronique	20
1.2.4	L'identification en charge et en masse	22
1.2.5	La calibration	23

Chapitre 2

Variables globales et autres outils de caractérisation des événements

2.1	La complétude	27
2.2	Les variables globales	28
2.2.1	Rapport d'isotropie	28
2.2.2	Moments de Fox et Wolfram	29
2.2.3	Angle de flot	29
2.2.4	Sphéricité et coplanarité	30
2.2.5	Énergie transverse	31
2.2.6	Les diagrammes de Dalitz	31
2.3	Conclusion	33

La bimodalité dans les collisions périphériques

Chapitre 3

Tri en fonction de la violence de la collision

39

3.1	Présentation de la méthode sur le système de référence Au+Au 80 MeV/u	39
3.1.1	La reconstruction de la source	39
3.1.2	La reconstruction de la fission	43
3.1.3	Les différents tris en fonction de la violence de la collision . . .	48
3.1.4	Vers une variable plus proche d'une température	50
3.1.5	Élimination des événements les plus éloignés de l'équilibre . . .	52
3.2	Résultats expérimentaux	57
3.2.1	Observations et résultats	57
3.2.2	Systématiques sur le signal de bimodalité	63
3.3	L'origine des fragments	68
3.3.1	L'influence de la mi-rapidité	68
3.3.2	Le rôle de l'énergie d'excitation	73
3.4	Conclusion	75

Chapitre 4**La bimodalité : une approche statistique****77**

4.1	La distribution d'énergie d'excitation	77
4.2	Vers une gamme d'énergie d'excitation indépendante de la réaction . .	83
4.2.1	Observation du signal de bimodalité	83
4.2.2	Un approfondissement : la comparaison à toutes énergies inci- dentes	86
4.2.3	L'énergie d'excitation : une valeur déterminante bien définie . .	87
4.2.4	Comparaison avec un modèle statistique : SMM	90
4.2.5	Conclusion	93
4.3	Thermostatistique : lien avec l'ensemble canonique	93
4.3.1	Contexte théorique	93
4.3.2	Résultats expérimentaux	94
4.4	Conclusion : la bimodalité un signal de transition de phase	101

Chapitre 5**Confrontation avec un modèle dynamique****103**

5.1	Description du modèle ELIE	103
5.2	Notes sur la comparaison effectuée	104
5.3	La bimodalité	105
5.3.1	Avant désexcitation du quasi-projectile	105
5.3.2	Après désexcitation du quasi-projectile	109
5.3.3	Les événements les moins dynamiques	113
5.4	Conclusion	120

La bimodalité dans les collisions centrales

Chapitre 6**Sélection des événements par Analyse Discriminante****125**

6.1	Description simple de la méthode d'analyse factorielle discriminante .	125
-----	--	-----

6.1.1	La notion de recouvrement	125
6.1.2	La notion de pouvoir discriminant	126
6.2	L'Analyse Factorielle Discriminante	128
6.2.1	Formalisme général	128
6.2.2	Détermination des fonctions discriminantes	129
6.2.3	De manière pratique	131
6.3	L'apprentissage	131
6.4	Application de l'Analyse Factorielle Discriminante	132
6.4.1	Apprentissage : définition des 2 classes d'événements	132
6.4.2	La sélection de référence utilisée sur Ni+Ni 32 MeV/u	132
6.4.3	Un apprentissage approprié pour la bimodalité	136
6.5	Propriétés comparées des événements sélectionnés par l'AFD	138
6.5.1	Variables cinématiques	138
6.5.2	Variables statiques	141
6.5.3	D'autres variables globales	145
6.6	Conclusion	147

Chapitre 7

Caractéristiques des collisions centrales

7.1	Évolution des collisions centrales en fonction de l'énergie incidente . . .	149
7.1.1	Distributions de charge	149
7.1.2	Distributions de multiplicités	155
7.1.3	Corrélation entre la charge et la vitesse parallèle	156
7.1.4	Conclusion	157
7.2	Recherche du signal de bimodalité	158
7.2.1	Observation du signal de bimodalité	158
7.3	Discussions concernant le signal de bimodalité dans les collisions centrales	164
7.3.1	Une contamination possible	164
7.3.2	L'énergie d'excitation	166
7.3.3	La cohérence avec l'observation d'autres signaux	166
7.4	Conclusion générale sur les collisions centrales	166

Conclusion générale

CONCLUSION	173
Bibliographie	175

Annexe A

Divers compléments sur les collisions périphériques

A.1	Approche thermostatique : un autre lot d'événements.	179
A.2	Quelques prédictions du modèle ELIE.	181
A.2.1	Les variables cinématiques	181
A.2.2	Les variables statiques	185

Annexe B

Compléments sur les collisions centrales

B.1	Evolution de l'angle de flow avec l'énergie incidente	187
B.2	Détail des différentes étapes de l'apprentissage	189
B.2.1	Un apprentissage cinématique	189
B.2.2	Ajout d'une sélection statique : C_1	194
B.2.3	Ajout d'une sélection statique : C_2	201
B.2.4	Conclusions sur l'utilisation de l'Analyse factorielle discrimi- nante	205
B.3	Catalogue des topologies des événements triés par D_{625} : Xe+Sn de 25 à 50 MeV/u	205

INTRODUCTION

Contexte de l'étude

Ces dernières années, la bimodalité a été activement étudiée, dans les réactions de collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires, sur de nombreux systèmes par différentes collaborations. Le terme bimodalité désigne l'observation de deux modes distincts de fragmentation d'une source donnée. Son intérêt est qu'elle peut être interprétée comme la signature d'une transition de type liquide-gaz pour un système fini. C'est en particulier ce qui est attendu lorsque le système est maintenu à la température dite de transition. Une bimodalité est alors observée sur la distribution du paramètre d'ordre qui caractérise cette transition.

D'une façon générale, la bimodalité est clairement mise en évidence dans les collisions semi-périphériques. Cette observation a été effectuée sur l'asymétrie des deux fragments les plus lourds, en triant les événements selon l'énergie transverse [63], pour les réactions $Au + Au$ et $Xe + Sn$ sur une gamme d'énergie de 60 à 100 MeV/u, dans les données **INDRA** et pour les collisions à 35 MeV/u étudiées par la collaboration **MULTICS-MINIBALL** [1]. La bimodalité en asymétrie sur les trois plus gros produits de réaction est aussi observée dans les données Au+Au à 1 GeV/u sélectionnées par la variable Z_{bound} [69] par la collaboration **ALADIN** [71]. De même, la collaboration **NIMROD** a mis en évidence une corrélation bimodale entre la charge du premier produit chargé le plus lourd Z_{max} et le second Z_{max-1} en triant les événements par l'énergie d'excitation [55], dans les collisions $Ar + Al$ à 47 MeV/u.

Plus récemment, une méthode, visant à se rapprocher d'un tri canonique s'appuyant sur la repondération de l'énergie d'excitation [33], a conduit à l'observation claire de la bimodalité sur Z_{max} [8] de 60 à 100 MeV/u et à 35 MeV/u [14].

Toutefois, bien que la présence de la bimodalité, dans les collisions périphériques, soit conjointe à celle d'autres signaux de transition de phase (capacité calorifique négative, delta scaling), il subsiste des questions. En effet, l'étude d'une source quasi projectile doit être faite avec précaution, de manière à distinguer les mécanismes d'émission statistique (désexcitation d'une source équilibrée) de ceux induits par la dynamique des collisions (émission de pré-équilibre ou de mi-rapidité). Il est donc nécessaire d'appliquer des sélections et des tris afin de valider la bimodalité comme liée à la désexcitation d'une source. De plus, déterminer si cette transition de phase est du premier ordre ou non, et par quel paramètre d'ordre elle est caractérisée, sont des questions qui restent en suspens.

Dans cette thèse, nous nous proposons de considérer Z_{max} , observable directe bien déterminée par l'expérience, comme paramètre d'ordre. On testera alors divers tris et sélections sur plusieurs systèmes afin de s'assurer que l'observation de la bimodalité est indépendante de la méthode d'analyse utilisée. Nous montrerons ensuite qu'elle n'est pas due à la dynamique de la collision mais bien à la désexcitation d'une source et qu'elle peut être reliée à une transition de phase du premier ordre.

Une manière de caractériser la bimodalité comme un signal de transition de phase, par conséquent, comme indépendante de la dynamique, serait de l'observer dans le cadre de collisions centrales pour lesquelles on accède à une source de fusion "équilibrée". Dans ces collisions, bien que d'autres signaux de transition de phase aient été mis en évidence, la présence concomitante de deux modes de désexcitation de la source n'a pas été observée.

La construction de différentes variables laisse apparaître des évolutions entre les tailles des fragments produits en fonction de l'énergie du faisceau, laissant présager la présence d'une bimodalité sans toutefois la mettre en évidence de manière claire. Ces évolutions ont été observées pour différents systèmes : dans les données Ni+Au de 32 à 90 MeV/u [4], dans le système Xe+Sn de 32 à 50 MeV/u [10], et dans le système Ni+Ni de 32 à 90 MeV/u [42]. Deux difficultés importantes subsistent pour observer des deux modes de fragmentations en coexistence :

- les collisions menant à la formation d'une source de fusion étant rares, leur sélection et leur identification sont plus difficiles que l'analyse d'un quasi projectile,
- les collisions centrales ne donnent accès qu'à des distributions d'énergies d'excitations très étroites et se rapprochent d'un ensemble microcanonique, ce qui peut empêcher la visualisation claire d'une distribution bimodale.

Dans cette thèse, on considérera Z_{max} comme paramètre d'ordre, et, pour pallier les inconvénients précédents, on se propose d'utiliser une méthode statistique afin d'isoler les collisions centrales, ceci afin de ne pas biaiser l'échantillon par des sélections qui pourraient éliminer certaines partitions. Afin de simuler une large gamme d'énergie disponible pour la source, on cumulera les résultats obtenus pour les différentes énergies incidentes disponibles, et l'on appliquera une procédure de repondération pour obtenir une distribution plate d'énergie d'excitation. Les systèmes étudiés seront Xe+Sn et Ni+Ni de 25 à 90 MeV/u.

Des collisions d'ions lourds à la bimodalité

Cette partie donnera un aperçu phénoménologique des différents processus intervenant dans les collisions d'ions lourds, ainsi qu'une introduction au concept de bimodalité afin de clarifier le contexte de cette thèse.

1 Phénoménologie

Les mécanismes de réaction accessibles via les collisions d'ions lourds sont variés. Ils sont conditionnés principalement par l'énergie du projectile et le paramètre d'impact.

A basse énergie (≤ 10 MeV/u), les collisions sont dominées par les effets collectifs. La thermalisation du système s'effectue par l'interaction des nucléons avec le champ moyen. Dans certains cas, le système n'est pas thermalisé.

Aux hautes énergies (≥ 100 MeV/u), ce sont les collisions nucléon-nucléon qui dominent dans la réaction et peuvent thermaliser le système (l'équilibre n'est pas nécessairement atteint).

Aux énergies intermédiaires, les collisions nucléon-nucléon seront moins importantes qu'à haute énergie (l'espace des phases accessible étant moins vaste, car limité par le blocage de Pauli). De plus, les temps d'interaction sont plus courts qu'à basse énergie limitant la thermalisation par l'intermédiaire du champ moyen. Ces 2 phénomènes vont être en compétition et l'équilibre sera difficile à atteindre.

On peut cataloguer les collisions en 2 grands groupes.

– **Les collisions périphériques et semi périphériques.**

Les premières sont caractérisées par un grand paramètre d'impact b et la création d'au moins 2 fragments : le quasi projectile et la quasi cible qui gardent une mémoire de la voie d'entrée. Ce sont des diffusions élastiques, pour lesquelles la collision est largement dominée par des effets coulombiens, ou des diffusions inélastiques. Dans ce dernier cas, il y a échange de matière entre les 2 protagonistes.

Les collisions semi-périphériques sont quant à elles caractérisées par des valeurs intermédiaires du paramètre d'impact. A basse énergie, la diffusion profondément inélastique est dominante. Bien que les noyaux initiaux conservent globalement leur identité, il y a interaction avec échange de matière, d'énergie et d'impulsion. A plus haute énergie (>100 MeV/u), seuls les nucléons de la zone de recouvrement sont réellement impliqués dans la collision. On parle alors de "participant-

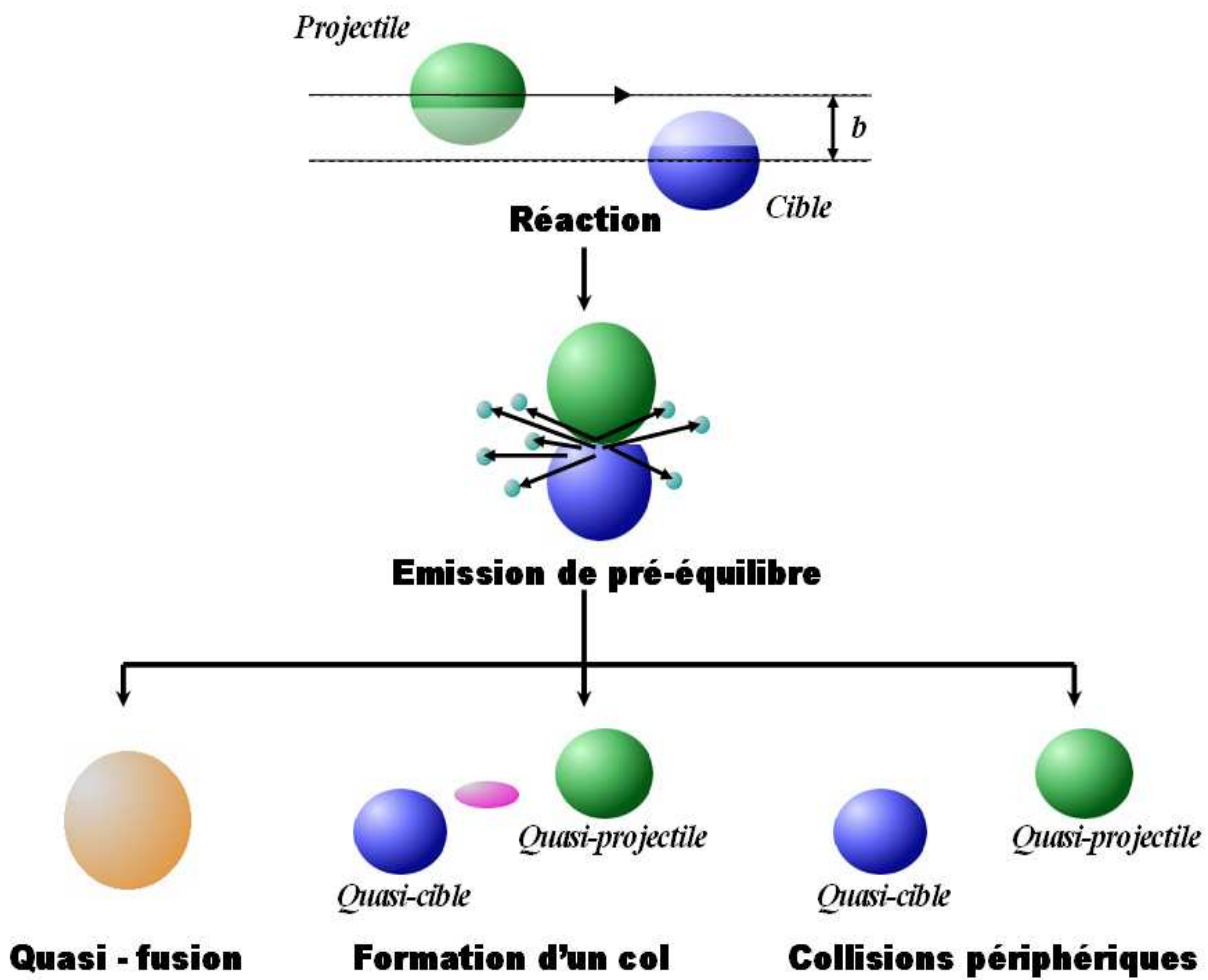


FIG. 1 – Les mécanismes de réaction aux énergies intermédiaires.

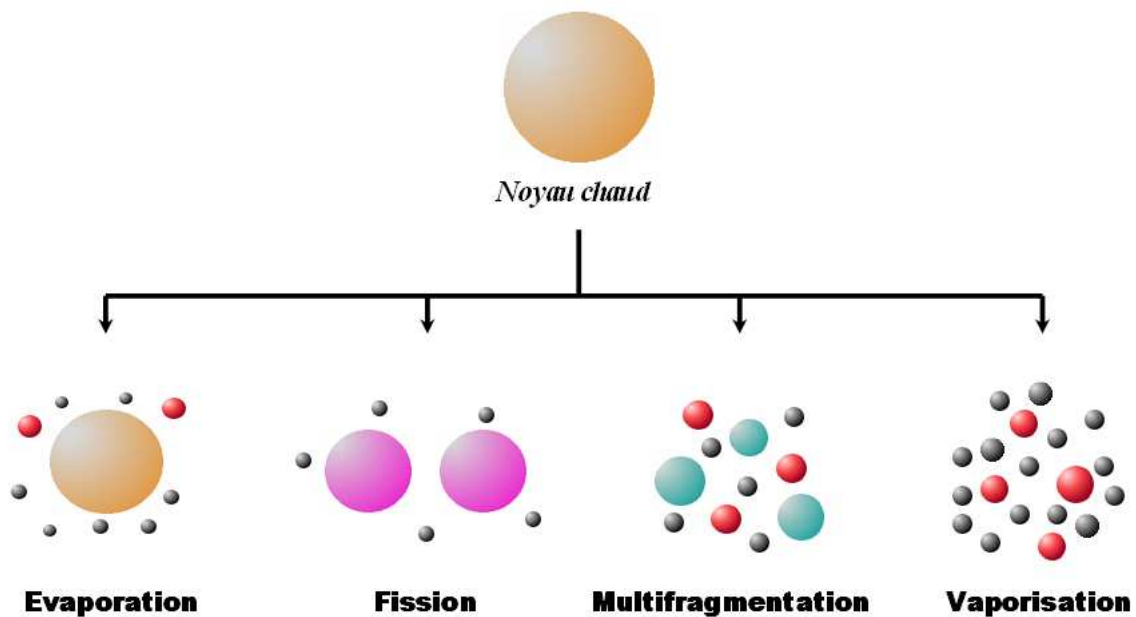


FIG. 2 – Voies de désexcitation des noyaux chauds

spectateur”. Aux énergies intermédiaires, se forment un quasi-projectile et une quasi-cible, mais leurs masses sont toutefois plus faibles que dans le cas des collisions très périphériques. En effet, une partie de la masse de ces deux protagonistes a interagi provoquant une émission dite : “émission de mi-rapidité”.

– Les collisions centrales.

Le paramètre d’impact est maintenant faible, le choc dans la voie d’entrée va être quasi frontal. La différenciation entre les deux noyaux initiaux n’existe plus. Pour de faibles énergies incidentes (quelques MeV/u), ce sont des effets collectifs qui dominent la réaction, conduisant à la formation d’une source unique appelée noyau composé dont l’énergie d’excitation reflète l’énergie dissipée lors de la collision. Aux plus hautes énergies ($\simeq 100$ MeV/u), le système n’a pas forcément le temps de s’équilibrer, les mécanismes prédominants font intervenir les collisions nucléon-nucléon, conduisant à l’explosion ou à la désintégration complète en noyaux légers. Aux énergies intermédiaires (~ 10 à 100 MeV/u), on est en présence de quasi-fusion où les deux mécanismes précédents sont en compétition. Dans ce cas, seule une partie des noyaux initiaux fusionne éventuellement en une nouvelle source.

La collision a donc placé le système dans un état inhabituel. La source formée peut alors se désexciter selon plusieurs voies qui dépendent des caractéristiques du noyau (énergie d’excitation, moment angulaire...). Il existe un autre phénomène qui tient un rôle particulier dans ces réactions, il est nommé “émission de pré-équilibre”. Comme son nom l’indique, ce processus a lieu au cours des premiers instants d’une réaction, lors des premiers chocs nucléon-nucléon, avant que le système ne soit équilibré. Une part de l’énergie disponible est dissipée par émission de particules légères. Certains nucléons n’ayant subi

aucune collision s'échappent du système, le champ moyen n'étant pas suffisant pour les retenir. Ces particules sont émises essentiellement à 0 et 180° dans les collisions centrales et à 90° dans les collisions périphériques.

On peut classer de la manière suivante, les modes de désintégration des sources équilibrées qui peuvent être formées : pour de faibles énergies d'excitation, les noyaux créés se désexcitent soit par évaporation de particules légères [75], soit par fission (généralement en 2 fragments de masses voisines). Pour des énergies plus grandes, à partir de 3 MeV/u d'énergie d'excitation, ces 2 processus s'évincent au profit de la multifragmentation [5]. Celle-ci est d'abord séquentielle, phase dans laquelle la source émet les fragments un par un successivement dans un intervalle de temps qui décroît avec l'énergie d'excitation [53]. A partir de 5 MeV/u, la cassure devient instantanée [50]. Pour une masse donnée, le nombre de fragments produits augmente avec l'énergie déposée [60], puis diminue [37]. Pour de grandes énergies, les noyaux peuvent accéder à la "vaporisation" [65, 9] dans laquelle le système va exploser en particules légères ($Z=1$ ou 2).

En résumé, nous avons pu voir dans cette partie que les produits issus des collisions d'ions lourds sont très variés en voie de sortie. Leur formation est fixée par le type de réaction, qui elle, est déterminée par la voie d'entrée. Le dispositif expérimental devra donc récolter un maximum d'informations, sur un grand domaine spatial, afin de détecter, d'identifier et de déterminer les propriétés de tous les produits finaux. La précision de cette détection est la clef pour une bonne reconstitution des différentes étapes de la réaction ne sera pas possible.

2 Les différentes phases de la matière nucléaire

L'équation d'état est l'élément fondamental dans la caractérisation d'un système physique décrit par des variables collectives afin de comprendre son évolution en fonction des différents paramètres. Elle relie les différentes grandeurs macroscopiques entre elles. La matière nucléaire peut être représentée comme un fluide de type Van Der Waals, ce qui, par analogie, peut faire apparaître des transitions de phase. La matière nucléaire pourrait alors présenter 4 phases comme représenté sur la figure 3(a).

- **La phase solide.**

Elle apparaît sous forme de condensat de nucléons, pour des densités 4 à 5 fois supérieures à celles des noyaux avec de faibles températures. Elle correspond à l'état de la matière dans les étoiles à neutrons.

- **La phase liquide.**

Elle est formée de noyaux massifs, composés de nucléons. Elle correspond à l'état standard des noyaux.

- **La phase vapeur.**

Gaz dilué de noyaux légers et de nucléons libres, il apparaît à des températures de l'ordre de 15 MeV sous forme de vaporisation, et devient un Gaz de Hadrons si la température est suffisante.

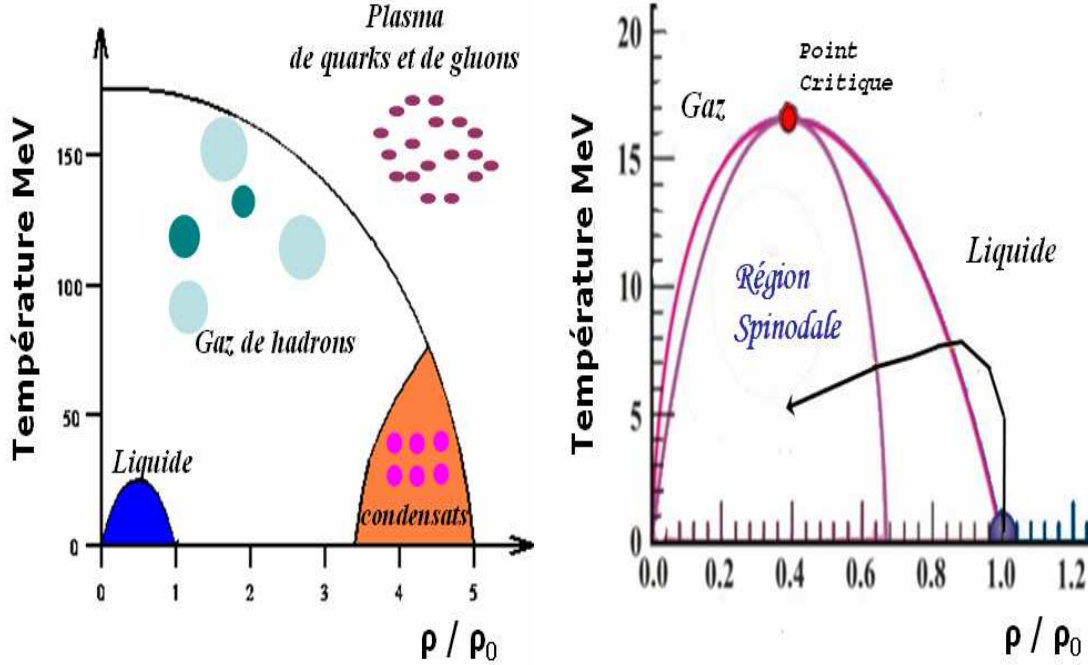


FIG. 3 – **Diagrammes de phases de la matière nucléaire.** A gauche, exploration des divers états de la matière nucléaire dans le plan Densité-Température. A droite, la zone proche de la saturation est représentée, ainsi que la compression-expansion d'un noyau qui peut conduire dans la zone spinodale. ρ_0 est la densité de saturation de la matière nucléaire. $\rho_0 = 0,16 \text{ u.f.m}^{-3}$.

– La phase plasma.

Ce plasma est composé de quarks et de gluons libres. Cet état pourrait être atteint pour une densité élevée (cinq fois la densité normale ρ_0) et/ou une température excédant 150 MeV. données.

Les collisions d'ions lourds permettent d'explorer ces états particuliers de la matière nucléaire en créant des conditions extrêmes de température et de pression. L'étude des données expérimentales devrait permettre de remonter à l'équation d'état. La phase liquide de la matière nucléaire et sa transition vers la phase gaz sont étudiées dans des collisions à énergie intermédiaire (10-100 MeV/u) et le détecteur INDRA (Identification des Noyaux par Détection à Résolution Accrue) participe à ces investigations. Les autres phases comme le plasma de quarks et de gluons sont et seront explorées par des expériences avec des faisceaux d'ions lourds ultra-relativistes par exemple au CERN dans des détecteurs comme ALICE. Sur la figure Fig.3(b), un "trajet" possible suivi par un noyau au cours d'une collision à énergie intermédiaire est représenté. On constate que le noyau peut alors se retrouver dans la "région spinodale" [17], zone dans laquelle le noyau ne peut demeurer stable. Il se développe des fluctuations qui le conduisent à se séparer en deux

phases. C'est la signature de cette transition de phase que nous chercherons à déceler par l'intermédiaire du signal de bimodalité.

3 La bimodalité

Dans le cadre de cette thèse, comme nous l'avons mentionné, nous nous intéresserons à la transition de phase liquide-gaz, et ce, pour les deux types de collision décrits précédemment. Par rapport aux autres prétendants à la signature d'une transition de phase, le signal de bimodalité présente l'avantage considérable de reposer sur des observables "directes" très bien mesurées expérimentalement (la taille du plus gros fragment Z_{max} , l'asymétrie de taille entre les deux fragments les plus lourds A_{sym} ...). La grandeur choisie, qui joue le rôle de paramètre d'ordre, doit présenter, pour une température donnée proche de la température de transition liquide-gaz (cadre canonique), deux familles d'événements distincts correspondant aux deux phases éventuelles [32]. Dans le cas d'un système macroscopique (comme l'eau), ces deux phases sont observées au même moment, une part du système étant liquide, l'autre gazeuse. Pour un système fini (un noyau, ensemble de nucléons), la coexistence n'est visible que sur une collection d'événements. Chaque collision, à la température de transition, conduira le système dans un état donné (liquide ou gaz). C'est donc sur l'ensemble des collisions à cette température, que l'on observera la présence des deux phases.

3.1 Le contexte théorique

Pour un système fini, une transition de phase observée sur une variable X (paramètre d'ordre) équivaut à l'existence d'une courbure anormale de la densité d'état lorsqu'elle est tracée en fonction de X . "Cette perturbation" se reflètera par une convexité de l'entropie, et la zone d'instabilité correspondante sera nommée zone spinodale [17]. Sur la figure 4, on représente l'entropie en fonction d'un paramètre d'ordre X et sa probabilité associée

$$P(X) \approx e^{S(X)-\lambda X} \quad ; \quad \lambda = \frac{dS}{dX}.$$

La convexité présente dans l'entropie provoque alors, dans la distribution de probabilité de l'observable X , deux maxima séparés par un minimum. C'est cette forme particulière que l'on appellera "bimodalité". A la limite thermodynamique, ce phénomène signe une transition de phase du premier ordre [18].

3.2 Le cadre d'étude

Dans un premier temps, nous étudierons les collisions binaires, bien connues, pour lesquelles différents signaux possibles de transition de phase ont déjà été observés (Cv négatif, Δ -Scaling, bimodalité). Dans ces collisions, la bimodalité a été vue pour différents systèmes avec des énergies de faisceau allant de 35 MeV/u [1], à 1GeV/u [71] ou encore à des énergies intermédiaires comme 80 MeV/u [63, 8]. Dans cette étude, nous considérerons les données Au+Au de 80 à 150 MeV/u et Xe+Sn à 80 et 100 MeV/u issues de la 4^{ème}

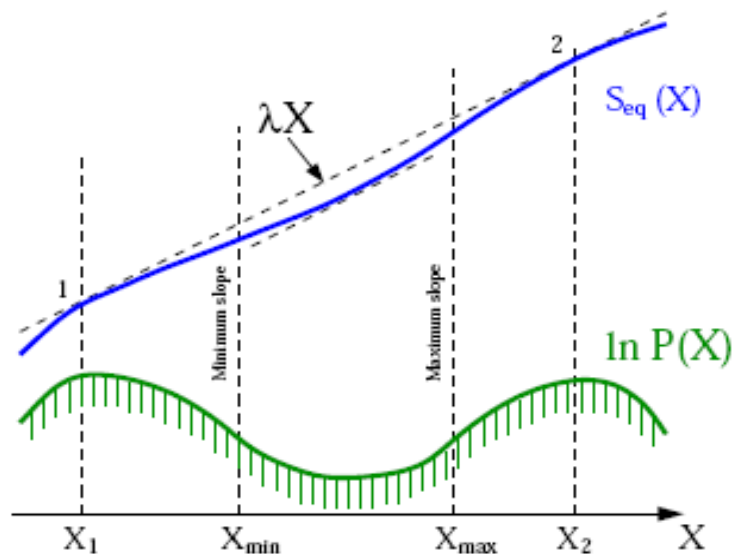


FIG. 4 – Entropie $S(X)$ et distribution de probabilité $P(X)$ associée au paramètre d'ordre X , dans le cadre d'un ensemble canonique pour un système fini [17].

campagne de mesure INDRA effectuée à GSI. Nous montrerons d'abord que l'observation de ce signal est indépendante du tri effectué et de la méthode de sélection utilisée. En s'appuyant sur les résultats précédents, nous tenterons de relier ce signal à une interprétation thermostatistique. nous considérerons alors Z_{max} comme paramètre d'ordre que nous corrélerons à l'énergie d'excitation de la source considérée, et montrerons que le résultat obtenu est compatible avec celui prédit par un code de simulation statistique (SMM [6]).

Dans un deuxième temps, nous nous intéresserons aux collisions centrales, pour lesquelles, bien que des résultats précédents semblent indiquer la présence d'une transition de phase et un changement dans la taille des fragments associés (Ni+Au [3], Ni+Ni [42], Xe+Sn [10]) aucun signal de bimodalité n'a été directement observé. Tout d'abord, nous présenterons, de manière détaillée, la sélection des collisions centrales au travers d'une Analyse Factorielle Discriminante (AFD). Sur les lots de collisions obtenus, nous essaierons de relier Z_{max} à l'énergie d'excitation comme dans le cas des collisions périphériques.

Enfin, au cours de ce manuscrit, nous envisagerons une approche conceptuelle différente. Pour cela, nous chercherons à déterminer si la bimodalité peut être créée par la dynamique de la réaction. On comparera alors les résultats expérimentaux avec ceux prédits par un modèle dynamique ("ELIE" [24]) qui semble bien reproduire les propriétés cinématiques des particules mais ne pas rendre compte de la bimodalité. Nous montrerons aussi que, dans les données, les fragments observés dans chacune des branches de la bimodalité proviennent bien de la désintégration d'un quasi projectile et non de l'émission dynamique de mi-rapacité.

1

Le dispositif expérimental

Les collisions d'ions lourds permettent d'accéder à des états particuliers de la matière nucléaire qui ne sont pas observables sur Terre. L'étude de ces réactions nécessite un appareillage de précision qui utilise des techniques de pointes bien spécifiques. Une bonne connaissance du détecteur est nécessaire avant toute analyse de données. En effet, comprendre ce qui a été vu par le détecteur, et dans quelles conditions, détermine la démarche à utiliser lors de l'analyse. Afin de juger de la validité des résultats, il convient de bien connaître les limitations techniques de l'appareillage et les biais qu'il peut introduire. Dans ce chapitre, le détecteur INDRA sera présenté de manière assez détaillée, ce qui permettra d'en comprendre les forces et les faiblesses.

Le concept de collision nécessite, par définition, la présence de 2 acteurs : “un projectile” et “une cible”, qui rentreront en contact à des vitesses (“énergies”) élevées. Ceci implique la présence d'une machinerie complexe (accélérateurs linéaires, cyclotrons, synchrotrons), comme celle que l'on trouve au GANIL (Caen), au GSI (Darmstadt), à MSU (East Lansing), qui produira un faisceau de particules accélérées et la présence d'un détecteur situé au point d'impact des 2 protagonistes de la réaction. On ne peut observer que les produits finaux issus d'une réaction, aussi faut-il des détecteurs capables de capter au mieux l'ensemble de ces objets et d'en identifier les caractéristiques de façon précise afin d'accéder aux différentes étapes de l'histoire de la collision pour en comprendre le déroulement. C'est dans ce but que des détecteurs performants comme (NAUTILUS, AMPHORA, MULTICS, ALADIN, FOPI, CHIMERA ou INDRA) ont été construits. Nous allons donner un aperçu rapide d'une technique de production de faisceaux d'ions lourds. Nous prendrons l'exemple du GANIL, la majorité des données INDRA étant issue d'expériences menées au sein de cette structure.

1.1 La production de faisceau d'ions au GANIL

L'accélérateur GANIL (Grand Accélérateur National d'Ions Lourds) se compose de trois cyclotrons et peut délivrer différents types d'ions en faisceau d'énergies s'étalant sur un large domaine, du carbone (< 95 MeV/u) à l'uranium (< 24 MeV/u). Le Ganil avec

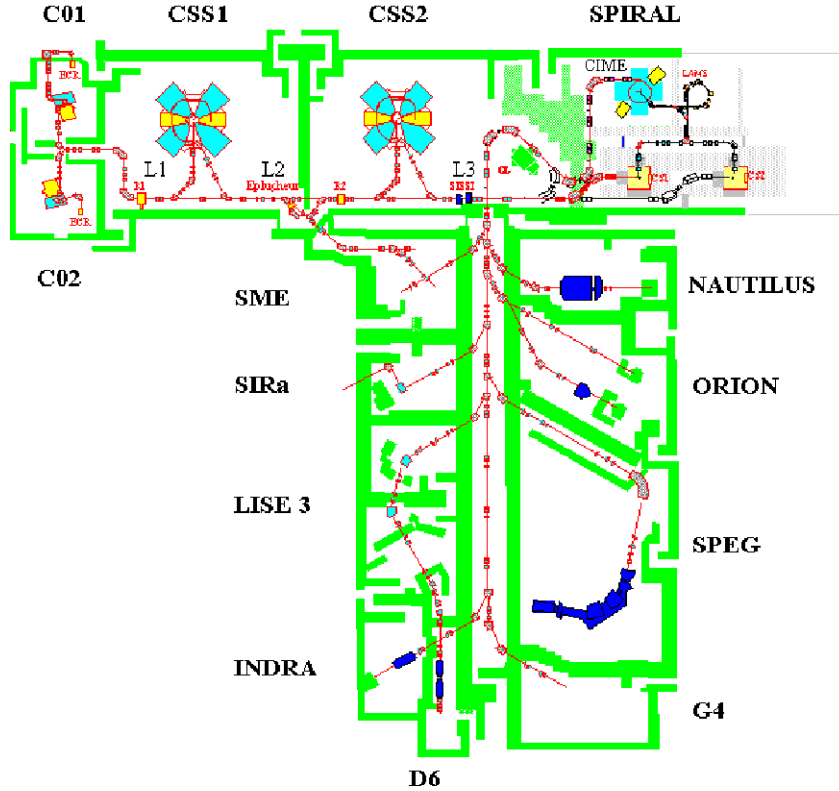


FIG. 1.1 – Ligne de production de faisceaux GANIL

l'utilisation de SPIRAL peut aussi délivrer des faisceaux exotiques d'éléments légers, et, prochainement, d'éléments plus lourds par l'intermédiaire du futur Spiral 2.

Ces ions sont produits à partir d'éléments solides ou gazeux subissant une ionisation poussée dans une source RCE (résonance cyclotronique des électrons). Le principe de la RCE consiste à provoquer une interaction résonnante entre une onde électromagnétique et un plasma confiné dans un miroir magnétique [49]. L'onde excitatrice est portée à la fréquence associée au mouvement d'un électron :

$$w_c = \frac{eB}{m},$$

B : champ dans le miroir magnétique,
 m et e : masse et la charge de l'électron.

L'énergie ainsi fournie aux électrons leur permet d'augmenter l'ionisation du plasma par collisions électrons ions. Les ions multichargés sont extraits en portant la source à un potentiel positif. Un cyclotron injecteur (CO1 ou CO2) délivre ces ions dans un premier cyclotron à secteurs séparés CSS1 chargé de les accélérer. Les ions passent ensuite au travers d'un éplucheur solide afin d'augmenter leur charge. Ils sont ensuite accélérés de nouveau dans le CSS2. Enfin, l'impulsion des ions est sélectionnée à l'aide d'un spectromètre à

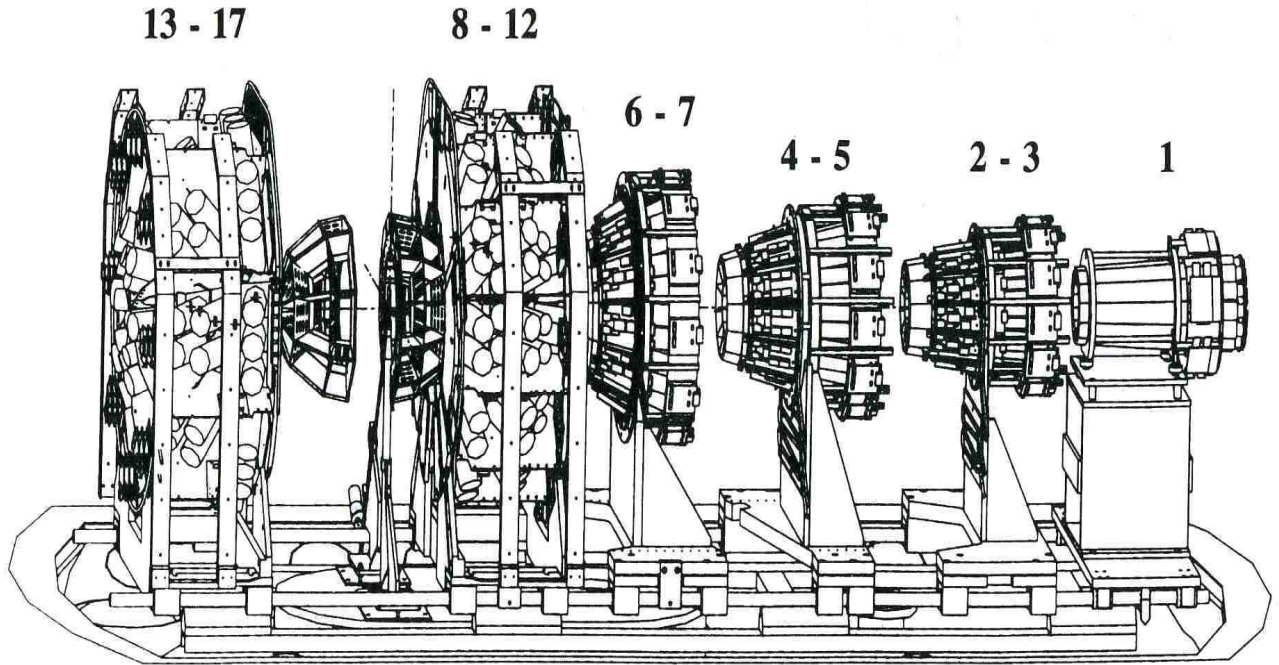


FIG. 1.2 – Le Dispositif INDRA

haute résolution par l'intermédiaire de la rigidité magnétique :

$$B_{rho} = \frac{AV}{q}$$

où A, V, q sont respectivement la masse, la vitesse, et l'état de charge de l'ion. La résolution en énergie du faisceau est en général de 0,1 %.

1.2 Le multidétecteur INDRA

INDRA est l'acronyme pour Identification de Noyaux et Détection avec Résolution Accrue. Ce multidétecteur a été réalisé pour répondre au mieux aux contraintes imposées par l'étude des collisions d'ions lourds. Comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, le nombre et la variété de produits chargés émis, lors de collisions d'ions lourds, imposent des critères exigeants aux détecteurs chargés de les identifier.

- Une couverture angulaire de 4π .
- Une forte granularité.
- Un faible seuil de détection en énergie.
- De grandes plages de détection en énergie et en impulsion.
- Une bonne séparation des événements pour éviter les coïncidences fortuites.

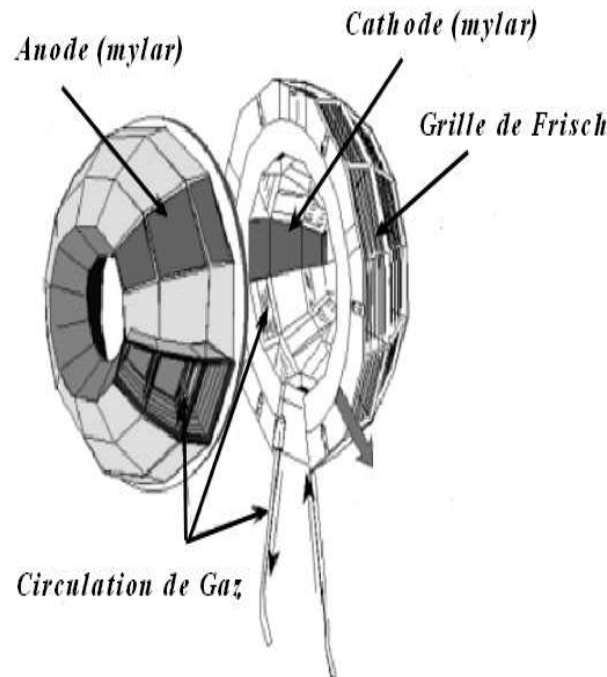


FIG. 1.3 – Vue en coupe des chambres à ionisation pour les couronnes 8-9, 10-11-12.

C'est un détecteur de produits chargés permettant d'identifier les noyaux (jusqu'à l'uranium) et d'en mesurer l'énergie tout en couvrant 90% de 4π . INDRA est capable d'identifier des noyaux, et d'en séparer les isotopes jusqu'au Beryllium. Les caractéristiques d'identification d'INDRA dépendent de la campagne de mesure.

1.2.1 Les détecteurs

- Chambre d'ionisation (Chio) :

Une particule chargée traversant la chambre, constituée d'un matériau ionisable, va créer un nombre de paires électron-ion proportionnel à l'énergie déposée. Par l'intermédiaire d'un champ électrique, généré par deux électrodes, les électrons se déplacent alors vers l'anode, et les ions vers la cathode. Les électrons, environ mille fois plus véloce que les ions, sont rapidement capturés par l'anode, et compte tenu des constantes de temps de l'électronique, leur mouvement contribue seul au signal obtenu. Celui-ci dépendra donc du parcours des électrons détectés dans le détecteur et la résolution en énergie sera d'autant plus dégradée que le détecteur sera grand. Pour pallier cet inconvénient, on introduit une grille de Frisch, entre l'anode et la cathode. Portée à un potentiel donné, elle jouera le rôle d'écran électrostatique. Elle permettra de minimiser le signal dû aux ions et de rendre le signal mesuré presque proportionnel à l'ionisation primaire.

Dans INDRA, les chambres d'ionisation sont au nombre de 96, réparties sur les 17 couronnes. Le gaz utilisé est le C3F8 (perfluoropropane A=188) non toxique et non inflammable. Sa circulation est continue et la pression dans les cellules est inférieure à 60 mbar.

- Détecteur Silicium (Si) :

Ce sont des semi conducteurs polarisés au dessus de leur tension de déplétion. Une particule qui traverse la zone désertée en porteurs de charge, va créer des paires électrons-trous qui vont migrer vers les électrodes sous l'effet du champ électrique. La charge électrique, obtenue par intégration du signal de courant, est proportionnelle à l'énergie déposée. Le mécanisme de recombinaison doit donc être minoritaire pour que tous les porteurs créés soient collectés aux électrodes. Un silicium de bonne qualité donne une durée de vie des porteurs de l'ordre de la milliseconde. Cet effet est particulièrement visible lors du passage d'éléments lourds qui provoque une forte ionisation dans le silicium. Le nombre important de porteurs créés forme alors un plasma qui écrante le champ électrique et s'oppose à la migration des charges, ce qui provoque une augmentation du temps de montée du signal. Dans la zone plasma, la recombinaison des paires électrons-trous devient plus importante. Ces deux effets combinés sont responsables du défaut d'ionisation (*PHD* :Pulse Height Defect) définit comme la différence entre l'énergie déposée par le projectile et celle indiquée par le codage. Le *PHD*, lorsqu'il est présent, représente moins de 1% de l'énergie pour les ions inférieurs à $Z=20$. Pour des noyaux plus lourds s'arrêtant dans le détecteur, le *PHD* peut être de 6 à 20% pour un Xe de 7,7 MeV/u. L'étalonnage est fait de manière à corriger cet effet.

- Détecteur à Iodure de Césium (CsI) :

324 cristaux d'iodure de Césium dopé au Thallium. Ce sont des cristaux scintillants. Ce type de cristal a la propriété d'émettre naturellement de la lumière lorsqu'une particule y dépose de l'énergie. Ils sont taillés pour répondre aux besoins nécessaires à leur agencement dans INDRA. Les côtés et la partie libre de la face arrière sont enveloppés par un matériau diffusant et ensuite dans une feuille de mylar aluminisé pour éviter les pertes de lumière. Les cristaux ont été choisis selon les critères suivants :

- une faible phosphorescence après exposition à la lumière ambiante ("afterglow"). Le pic d'une source de Césium (à 662 keV) doit dépasser d'un facteur 40 le bruit de fond après 10 minutes dans l'obscurité,
- une efficacité de scintillation constante à 5% près sur toute la longueur du cristal,
- une sortie de lumière moyenne par couronne comprise entre 70 et 170% de celle de la couronne 5 prise comme référence.

La lumière émise par ces cristaux est très sensible à la température. Aussi, afin de surveiller leur dérive éventuelle, INDRA dispose d'un laser relié par fibres optiques à la surface des CsI.

Ces différents détecteurs sont ensuite montés en télescopes de 2 ou 3 étages (figure 1.4) qui permettront l'identification des fragments et particules chargées. cf.1.2.4.

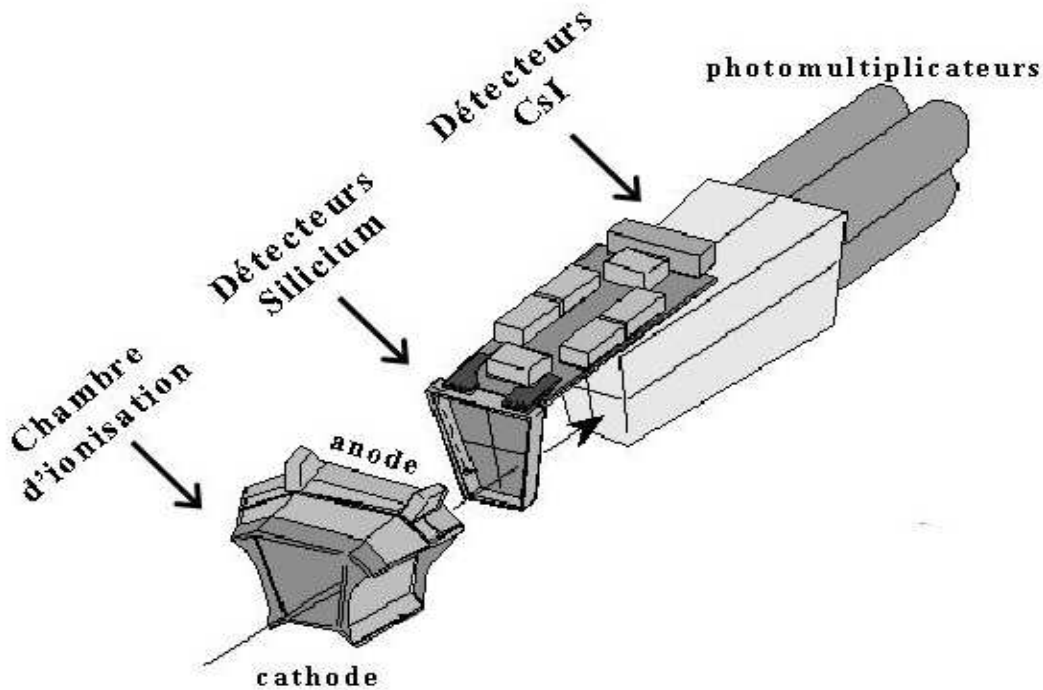


FIG. 1.4 – Exemple d'un télescope triple d'identification

1.2.2 La géométrie d 'INDRA

INDRA est composé de 17 couronnes centrées sur l'axe du faisceau. Chaque couronne contient plusieurs détecteurs montés en télescopes qui permettront l'identification des noyaux et la détermination de leur énergie. On distinguera 3 régions distinctes :

- la 1^{re} couronne (2° à 3°) composée de télescopes Silicium-CsI qui ont remplacé les phoswiches NE102/NE105 depuis la 4^{ème} campagne de mesures,
- les couronnes 2 à 9 (3° à 45°) sont composées de télescopes à 3 étages d'identification : Chio, Silicium, CsI qui fourniront trois cartes d'identification *cf.* 1.2.4,
- les couronnes 10 à 17 (45° à 176°) sont composées de télescopes à 2 étages : Chio, CsI.

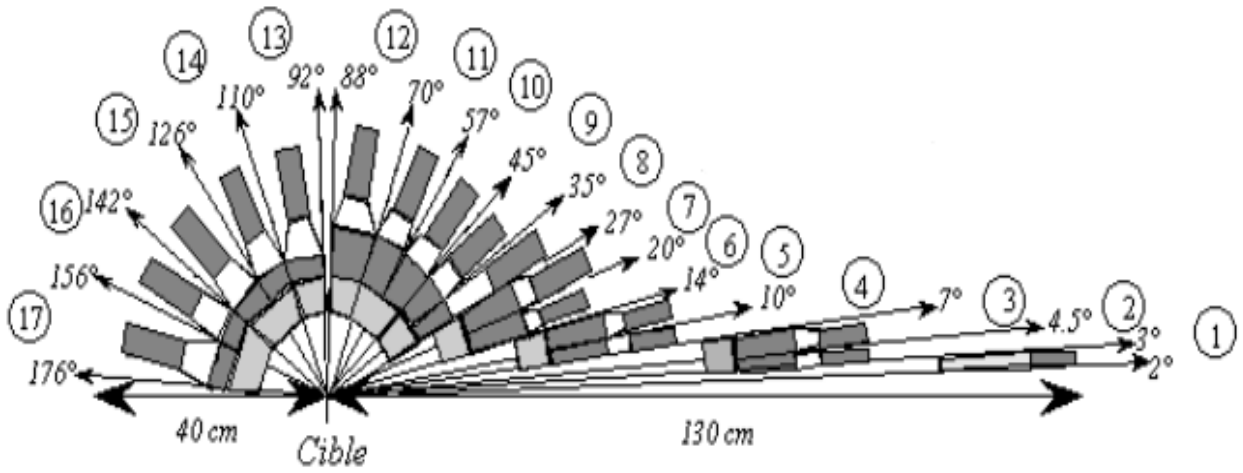


FIG. 1.5 – La géométrie d'INDRA

N° couronne	<i>Chambres d'ionisation</i>							Nb CsI
	Nb modules	Θ_{min} (deg)	Θ_{max} (deg)	$\Delta\Phi$ (deg)	Φ (deg)	$\Delta\Omega$ (msr)	d (mm)	
2-3	12	3.13	6.98	28.84	30.00	2.98	655	3
4-5	12	7.21	13.83	29.10	30.00	10.71	385	4
6-7	12	14.21	26.74	29.28	30.00	39.01	250	4
8-9	12	27.84	44.67	29.03	30.00	87.70	120	4
10-11	12	45.23	69.69	29.33	30.00	182.83	120	4
12	12	70.25	87.60	29.44	30.00	152.11	120	2
13	8	92.40	109.76	44.44	45.00	229.74	120	3
14-15	8	110.31	141.80	44.26	45.00	338.93	120	4
16-17	8	142.38	174.77	41.54	45.00	147.73	120	2

N° couronne	<i>CSI</i>							<i>Si</i>
	Nb modules	Θ_{min} (deg)	Θ_{max} (deg)	$\Delta\Phi$ (deg)	Φ (deg)	$\Delta\Omega$ (msr)	d (mm)	e (mm)
1	12	2.00	3.00	30.00	30.00	0.37	138	0.30
2	12	3.06	4.46	27.51	30.00	0.77	138	0.30
3	24	4.48	6.96	14.15	22.50	1.06	138	0.30
4	24	7.16	9.95	14.01	22.50	1.77	138	0.30
5	24	9.99	13.72	14.29	22.50	3.33	138	0.30
6	24	14.23	19.93	14.29	22.50	7.28	97	0.30
7	24	19.98	26.61	14.48	22.50	11.55	97	0.30
8	24	27.62	34.87	14.18	22.50	16.20	90	0.30
9	24	34.96	44.61	14.32	22.50	26.90	90	0.30
10	24	45.25	56.90	14.44	22.50	39.78	76	
11	24	56.99	69.69	14.52	22.50	50.08	76	
12	24	70.28	88.59	14.56	22.50	79.49	48	
13	24	91.72	109.65	14.64	30.00	78.23	60	
14	16	110.44	126.03	22.08	33.75	92.10	50	
15	16	126.12	141.69	21.98	33.75	74.88	50	
16	8	142.50	157.08	43.65	45.00	97.28	50	
17	8	157.17	175.70	39.99	45.00	52.71	50	

1.2.3 L'électronique

Tout comme les matériaux et détecteurs utilisés, l'électronique est soumise à de fortes contraintes afin d'obtenir un dispositif expérimental optimal. Les spécifications sont les suivantes :

- un faible bruit de fond et une grande dynamique,
- une bonne proximité des détecteurs,
- un minimum de connectique,
- un contrôle complet distant des paramètres par logiciel,
- une compatibilité avec la norme d'acquisition VME du GANIL,
- une visualisation simple des principaux signaux,

Pour satisfaire à ces contraintes, l'électronique est au format VXI (VME Extension for Instrumentation).

Pour obtenir la grande dynamique en énergie nécessaire pour les chambres d'ionisation et les siliciums, le signal issu du préamplificateur est mis en forme dans un amplificateur qui donne un signal unipolaire négatif. La digitalisation du signal analogique est obtenue par un double codage en charge. Les données "faible gain" exploitent toute la gamme en énergie, les données à "gain fort" sont pour les faibles énergies. L'amplificateur délivre aussi 8 sorties rapides qui serviront de référence temporelle au trigger et aux marqueurs de temps. Des générateurs d'impulsion ont été développés pour contrôler la stabilité de l'électronique. Pour les CsI, le signal issu des photomultiplicateurs est envoyé sur des

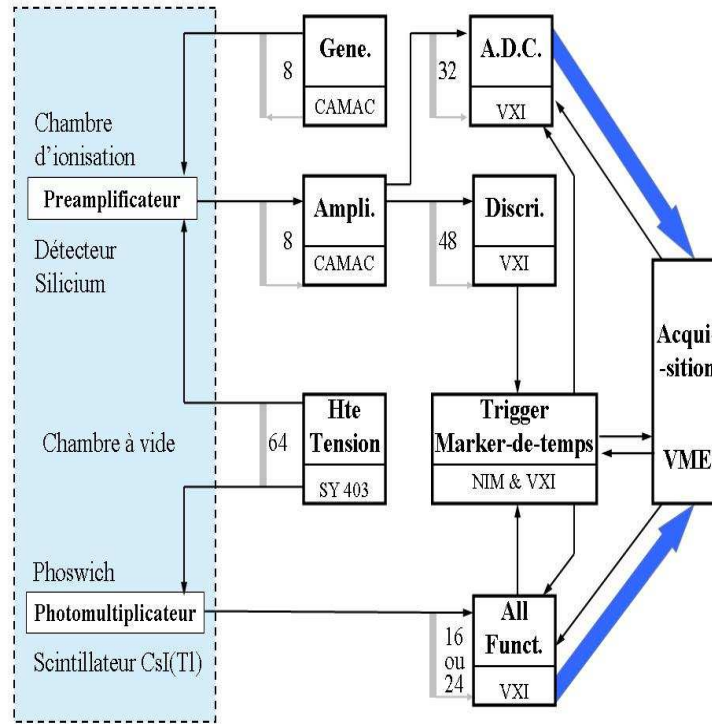


FIG. 1.6 – Schéma de principe de l'électronique INDRA

modules VXI qui contiennent toutes les fonctions nécessaires à leur exploitation. Chaque canal contient un amplificateur rapide, un discriminateur à fraction constante, 2 intégrateurs pour les 2 composantes, rapide et lente, du signal, et les générateurs de “Gate” et “Delay” associés. La conversion est faite par 2 ADCs (Analog to Digital Converter) 12 bits multiplexés.

Un équipement important qui permet la fiabilité et l'efficacité du détecteur INDRA est le Trigger. En effet, les systèmes de prise de décision classiques permettant ou non l'ouverture du codage nécessitent des lignes de retard très grandes ce qui peut entraîner une détérioration du signal. Pour pallier ce problème, INDRA utilise une méthode dite “mode asynchrone”. Le codage fonctionne alors de la manière suivante : chaque canal code le signal analogique. Au bout d' $1\mu\text{s}$, il est effacé. Si l'événement est accepté, l'effacement est inhibé et le signal est acquis. La sélection est basée sur la multiplicité. Le Trigger assure aussi le passage en configuration “test” pour le laser, et le générateur d'impulsion.

L'identification des noyaux est basée sur la mesure de l'énergie *cf.* §1.2.4. Le temps n'a donc pas besoin d'être mesuré avec précision. Toutefois, la connaissance temporelle des événements permet d'estimer l'importance des coïncidences fortuites. Cela consiste à connaître quel paquet de faisceau est associé avec le trigger de chaque cellule. Les paquets de faisceaux du GANIL étant séparés de 80 à 120 ns, une résolution de 10 ns est suffi-

isante. Le nombre de données à enregistrer dépend du type d'événement, typiquement 400 événements par seconde avec 20% de temps mort pour une multiplicité de 20 particules.

1.2.4 L'identification en charge et en masse

Il existe plusieurs méthodes pour mesurer la masse des fragments. L'une d'elles consiste à mesurer simultanément l'énergie et le temps de vol des fragments mais cela impose des tailles conséquentes pour les détecteurs. Une autre méthode consiste à coupler la perte d'énergie à une analyse magnétique dans des chambres à trace. Cette analyse provoque alors des seuils de détection en énergie élevés. Pour INDRA, on a choisi d'utiliser des scintillateurs CsI(Tl) (voir plus bas). Une nouvelle technique expérimentale, actuellement en développement, consiste à analyser la forme des signaux de courant des détecteurs siliciums. Le PSA (Pulse Shape Analysis) permet d'atteindre des seuils de détection très bas en identifiant en charge et en masse les ions stoppés dans le silicium.

Pour l'identification en charge des fragments, on utilise la méthode ΔE - E . Cette méthode est basée sur l'association de deux détecteurs. L'un relativement mince, dans lequel la particule dépose une quantité ΔE , l'autre plus épais afin d'arrêter la particule qui dépose alors l'énergie E . On peut relier les 2 énergies déposées par la formule de Bethe :

$$\frac{\Delta E}{x} \simeq C_1 \frac{AZ^2}{E} \log\left(\frac{C_2 E}{A}\right)$$

où :

x est l'épaisseur du détecteur mince, E est l'énergie déposée par la particule de charge Z et de masse A dans le détecteur épais. C_1, C_2 sont des constantes relatives au matériau.

Une matrice d'identification ($E, \Delta E$) permet alors d'accéder à la charge de la particule et éventuellement à sa masse si la résolution est suffisante. Un exemple de matrices d'identification pour les données de la 5^{ème} campagne sur le système $^{124}\text{Xe}^{112}\text{Sn}$ à 32 MeV/u sur une trentaine de runs est donné sur les figures 1.7(a), 1.7(b), 1.8.

L'identification de particules légères et de leurs isotopes se fait de façon directe dans les CsI. En effet, l'impulsion lumineuse émise par les cristaux dépend de la charge, de la masse et de l'énergie de la particule détectée. La loi de décroissance de l'émission de photons s'écrit [39] :

$$L(t) = L_1 \exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right) + L_2 \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right)$$

Les quantités L_1 et L_2 dépendent de l'énergie déposée par la particule, et le rapport $\frac{L_1}{L_2}$ dépend de la nature de cette particule. τ_1 , la constante de temps rapide est inversement proportionnelle à la densité d'ionisation de la particule (0,4 à 0,7 μs). τ_2 , la constante de temps (7 μs) lente dépend peu de la nature et de l'énergie de la particule. Le signal électronique associé à $L(t)$ est alors codé selon 2 portes d'intégration déterminées par les 2 constantes de temps. Les quantités obtenues (composante rapide et composante lente) sont rapportées dans une représentation biparamétrique qui permet l'identification des

particules *Fig.1.8.*

On notera que pour la caractérisation des particules (charge, masse et énergie) soit pertinente, il est nécessaire que les détecteurs soient stables au cours du temps. La stabilité des chaînes électroniques, associées aux chambres à ionisation et aux siliciums, est contrôlée par un générateur d'impulsion qui délivre une charge étalon déclenché régulièrement par le trigger. La stabilité et la dérive des détecteurs CsI sont, quant à elles, vérifiées par un système laser, relié par fibres optiques aux scintillateurs, qui délivre une impulsion lumineuse étalon.

1.2.5 La calibration

La calibration des détecteurs siliciums s'effectue pour les particules et les fragments légers ($Z < 12$), à l'aide d'un générateur. L'amplitude du pulse est convertie en énergie en utilisant la correspondance avec des particules alpha de référence, issues d'un faisceau ou d'une source. Pour les fragments plus lourds, on utilise des faisceaux d'ions de faibles énergies (7-9 MeV/u) qui diffusent de façon élastique sur une cible. Pour les détecteurs situés très à l'avant, on peut utiliser des faisceaux d'ions de haute énergie. La calibration des chambres d'ionisation s'effectue simultanément à celle des détecteurs siliciums. On réalise 2 mesures, 1 avec du gaz dans la chambre, l'autre sans. La différence de la réponse donne l'énergie perdue dans les chambres d'ionisation. Ces résultats sont alors couplés à ceux déterminant la linéarité de la chaîne électronique, obtenus avec des générateurs d'impulsions. Les scintillateurs sont calibrés à partir d'un faisceau secondaire de particules légères produites par fragmentation d'un faisceau primaire. Le spectromètre magnétique sélectionne les impulsions et envoie les particules légères diffuser sur une cible dans la chambre INDRA. Pour les angles inférieurs à 45° , la gamme d'énergie du faisceau secondaire est assez large et l'on peut mener les calibrations. Pour les angles arrières, seules des particules de faible énergie (≤ 30 MeV) sont détectées. La faible statistique obtenue sera suffisante pour ajuster, lors d'une expérience, les spectres de chaque espèce à ceux des télescopes de calibration.

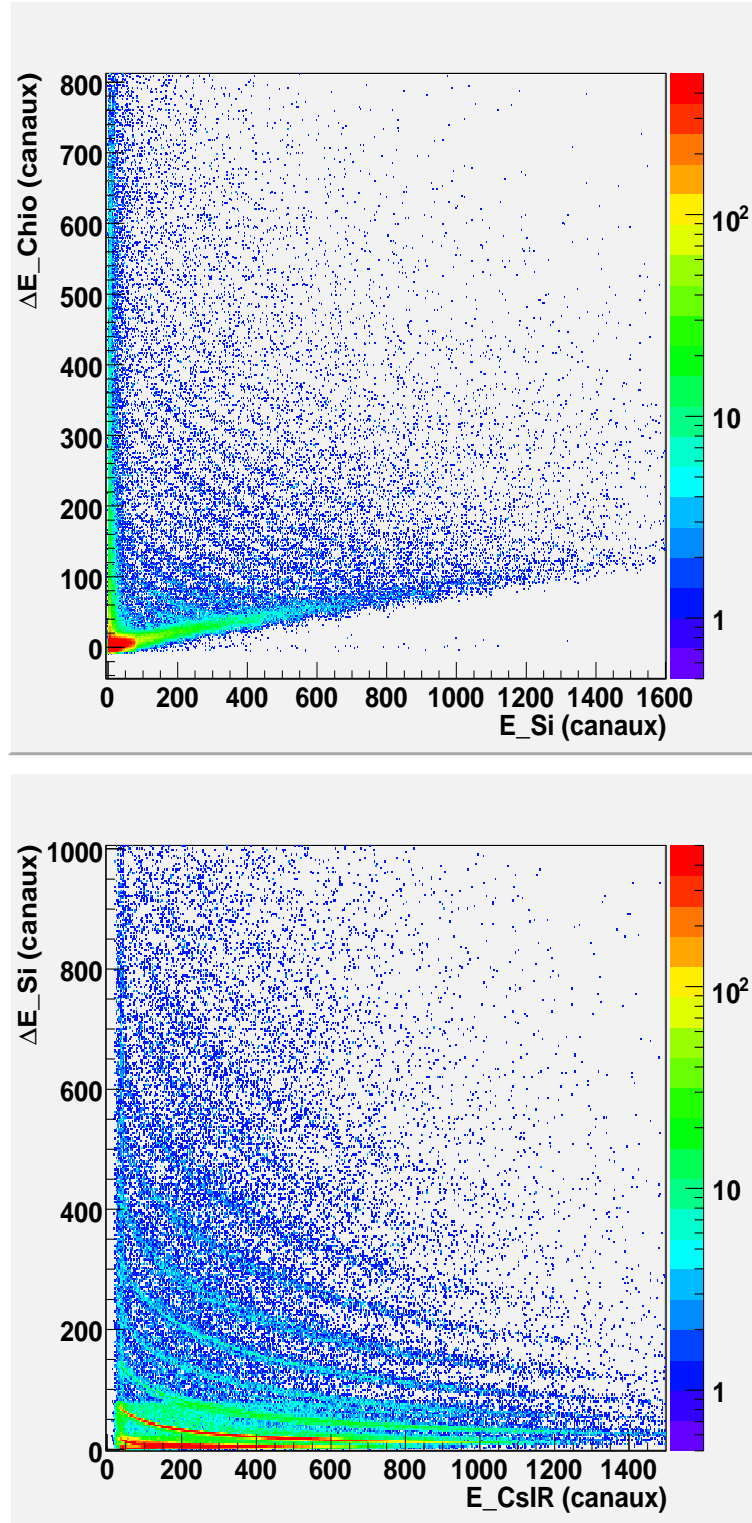


FIG. 1.7 – Matrices d'identification d'un télescope triple. Ces données sont celles du système $^{124}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$ à 32 MeV/u. En haut, la matrice $\Delta E_{Chio} - E_{Si}$, en bas, la matrice $\Delta E_{Si} - E_{CsI}$

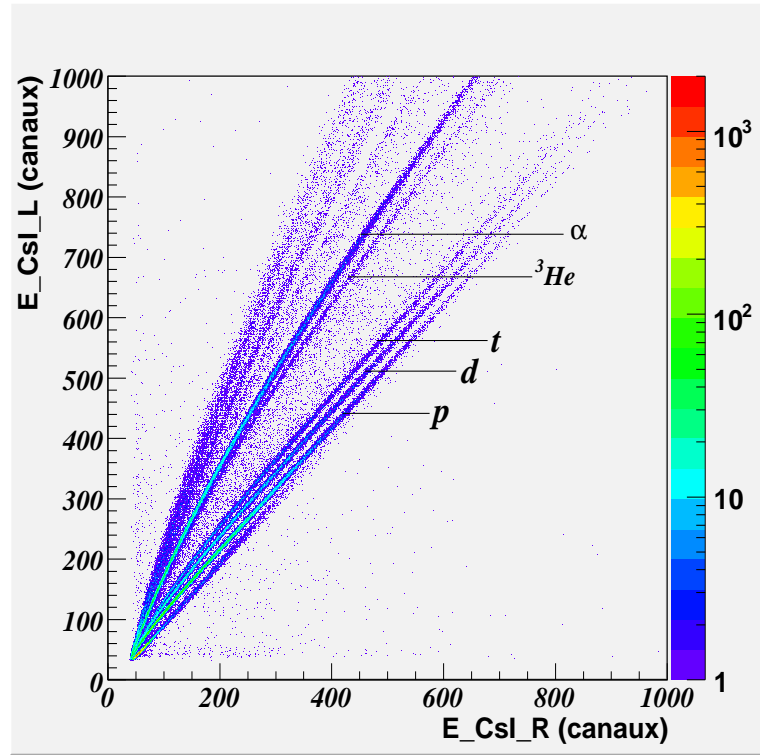


FIG. 1.8 – Matrices d'identification en charge et en masse d'un détecteur CsI de la couronne 10 (module 3). Ces données sont celles du système $^{124}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$ à 32 MeV/u. En abscisse la composante lente, en ordonnée, la composante rapide.

2

Variables globales et autres outils de caractérisation des événements

Au cours de cette étude, nous analyserons des événements variés, conduisant à la formation de source unique ou au contraire conservant un caractère binaire. Les produits de la réaction proviendront de divers processus, par exemple la multifragmentation ou l'émission séquentielle. Pour identifier les divers mécanismes qui entrent en jeu, nous avons besoin de variables globales simples et bien connues qui permettront de caractériser les événements.

2.1 La complétude

Cette condition “classique” dans l'analyse des données INDRA, permet de s'assurer de la qualité de l'information disponible sur l'événement sélectionné. Elle assure une détection quasi complète de tous les produits de la réaction. Les événements complets sont définis en se servant des lois de conservation (charge, impulsion, énergie). Pour visualiser la nécessité d'appliquer le critère de complétude sur les données étudiées, on peut se reporter à la figure 2.1 qui représente le diagramme $Z_{tot} = f(P_{tot})$ où Z_{tot} est la charge totale détectée et P_{tot} est l'impulsion totale parallèle au faisceau. Cette corrélation montre clairement que pour nombre de collisions, la détection n'est pas parfaite. Nous distinguons trois zones :

- zone (a) qui correspond à de faibles charges et impulsions totales détectées, la majeure partie des produits de réaction n'a pas été captée par INDRA. Le quasi projectile et la quasi cible n'ont pas été détectés
- zone (b) où l'impulsion totale est voisine de l'impulsion initiale, mais où la charge totale est proche de celle du projectile. Pour ces événements, la quasi-cible n'avait pas suffisamment d'énergie pour franchir les seuils de détection et d'identification,
- zone (c) qui concerne les événements dont la majorité de l'information sur les produits de réaction a été recueillie. C'est naturellement sur ce type de données que l'on mènera les analyses. Dans la suite, on précisera le critère de complétude utilisé selon l'étude menée.

Imposer une charge totale détectée supérieure à x % revient à assurer que le produit non détecté le plus lourd a une charge au maximum égale à (1-x) % de celle de la source

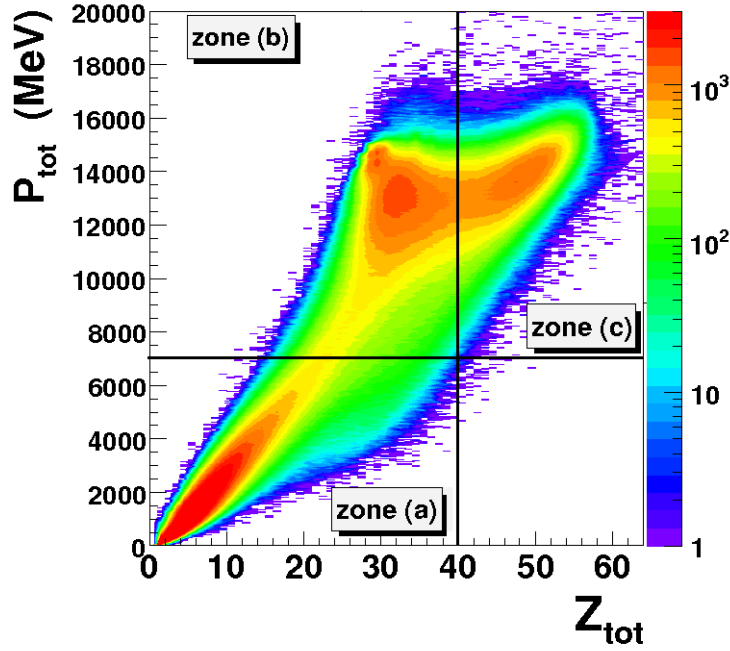


FIG. 2.1 – Ni+Ni à 32 MeV/u. Corrélation entre la charge totale détectée et l’impulsion totale parallèle au faisceau.

considérée. Dans notre étude, le rôle de la complétude est important, puisque la recherche de la bimodalité s’appuie sur la taille du plus gros fragment.

2.2 Les variables globales

Nous présenterons ici les méthodes de sélection les plus couramment utilisées pour caractériser et trier les événements. Les variables globales choisies contiennent un maximum d’informations sur les collisions et permettent d’isoler des classes d’événements. Par classe d’événements, on désignera des sous-ensembles pour lesquels les noyaux chauds considérés ont des caractéristiques similaires.

On distingue deux types de variables. La première catégorie, regroupe les variables “statiques”, comme la multiplicité totale des particules chargées : M_{tot} , la charge du plus gros fragment : Z_{max} , la charge des particules liées ($Z \geq 2$) Z_{bound} [36], ou l’asymétrie de charge entre les deux plus gros fragments $\frac{Z_{max} - Z_{max-1}}{Z_{max} + Z_{max-1}}$... L’autre grand groupe contient les variables “cinématiques” dont nous allons donner quelques exemples dans la suite.

2.2.1 Rapport d’isotropie

Cette variable cinématique permet de déterminer l’existence d’une direction privilégiée dans l’espace des impulsions ou des énergies. Dans l’espace des impulsions elle est définie

par :

$$R_{iso} = \frac{2 \sum_{i=1}^{Mult} |P_{\perp}^i|}{\pi \sum_{i=1}^{Mult} |P_{\parallel}^i|}$$

Les impulsions P_{\perp}^i et P_{\parallel}^i sont calculées dans le centre de masse de la réaction. Si l'événement présente une direction privilégiée selon la direction du faisceau, l'isotropie R_{iso} sera proche de 0, alors que si les fragments sont émis de façon isotrope le R_{iso} tend vers 1.

Le rapport d'isotropie en énergie est défini de manière similaire par :

$$E_{rat} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\sum_{i=1}^{Mult} E_{\perp}^i}{\sum_{i=1}^{Mult} E_{\parallel}^i}$$

Les valeurs caractéristiques de E_{rat} sont 0 (resp. 1) pour les événements allongés (resp. sphériques ou compacts).

2.2.2 Moments de Fox et Wolfram

Le moment de Fox et Wolfram d'ordre deux [26] est défini par

$$H_2 = \frac{1}{H_0} \sum_{i,j} |\vec{p}_i| |\vec{p}_j| \frac{3 \cos^2 \theta_{ij} - 1}{2}$$

avec $H_0 = \sum_{i,j} |\vec{p}_i| |\vec{p}_j|$. Les indices i et j varient de 1 à la multiplicité de l'événement, \vec{p}_k est le vecteur impulsion du fragment k , et θ_{ij} est l'angle relatif entre les deux fragments d'indices i et j .

Cette variable H_2 permet, comme le rapport R_{iso} , de discriminer les événements dans lesquels les particules sont distribuées isotropiquement de ceux dont l'émission se fait selon un axe privilégié. Cette variable, moins sélective que le rapport d'isotropie [57], n'est pas totalement corrélée à ce dernier, et de fait, peut servir de complément. Pour les événements les plus sphériques H_2 est proche de 0 tandis que pour les plus étirés H_2 tend vers 1.

2.2.3 Angle de flot

L'angle de flot représente la direction du flux de matière émis après la collision (figure 2.2). Par essence, cette variable reflètera la réaction. Ainsi, pour un événement peu dissipatif, le flux de matière sera caractérisé par une direction proche de celle du faisceau. A l'inverse, une réaction dissipative, entrainera une déviation notable par rapport à l'axe du faisceau. Si, comme dans le cas des collisions centrales, le système perd la mémoire de la voie d'entrée, il n'existe plus de direction privilégiée.

Pour déterminer l'angle de flot, on construit le tenseur des moments qui caractérise la forme de l'événement [21] et l'on détermine l'ellipsoïde de la réaction.

$$T_{ij} = \sum_{n=1}^{Mfrag} \frac{P_i(n) \cdot P_j(n)}{2A(n)} \quad i, j \in [1, 3]$$

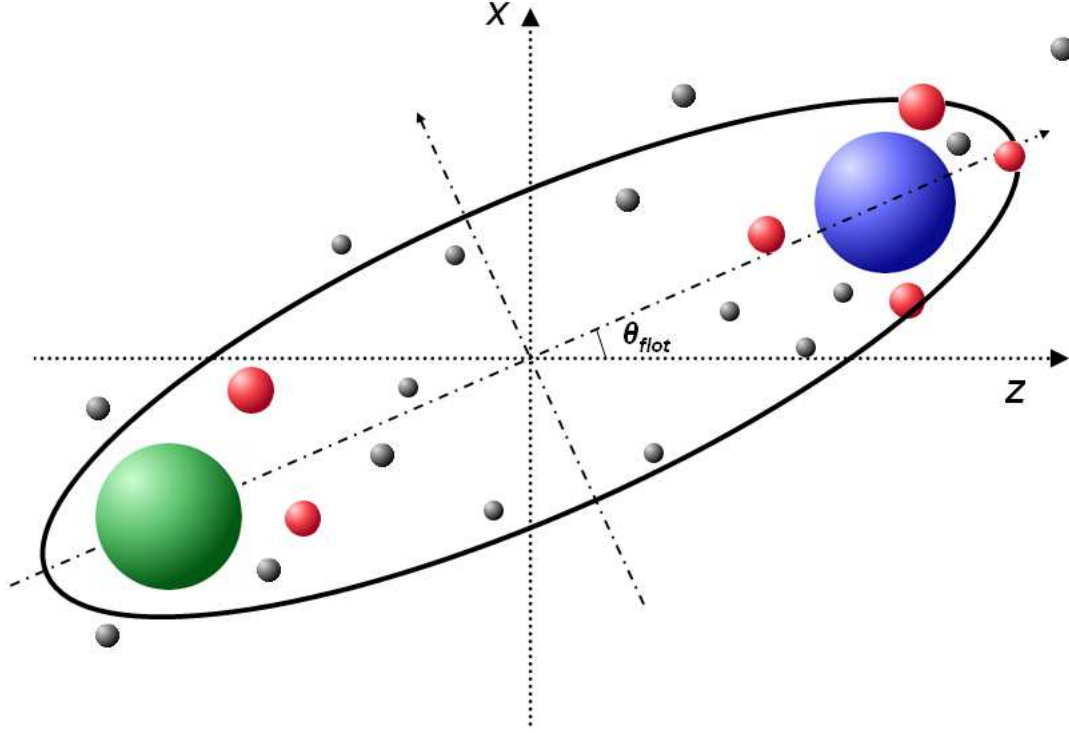


FIG. 2.2 – Représentation schématique de l'ellipsoïde de réaction

où $A(n)$ est la masse de la particule n et $P_i(n)$ son impulsion selon l'axe i dans le centre de masse. En diagonalisant ce tenseur, on obtient les vecteurs propres \vec{e}_i , qui définissent les axes de l'ellipsoïde, associés aux trois valeurs propres λ_i que l'on normalise selon :

$$\sum_{i=1}^3 \lambda_i = 1$$

θ_{flot} représente l'angle entre l'axe du faisceau et la direction de l'axe principal de l'ellipsoïde.

2.2.4 Sphéricité et coplanarité

A partir des valeurs propres du tenseur des moments, on peut construire de nouvelles quantités qui reflèteront la topologie de l'événement. Ces variables sont dites "de forme" et comptent entre autres, la sphéricité S et la coplanarité C qui sont les plus courantes [58] :

$$S = \frac{3}{2}(1 - \lambda_1)$$

$$C = \frac{\sqrt{3}}{2}(\lambda_2 - \lambda_3)$$

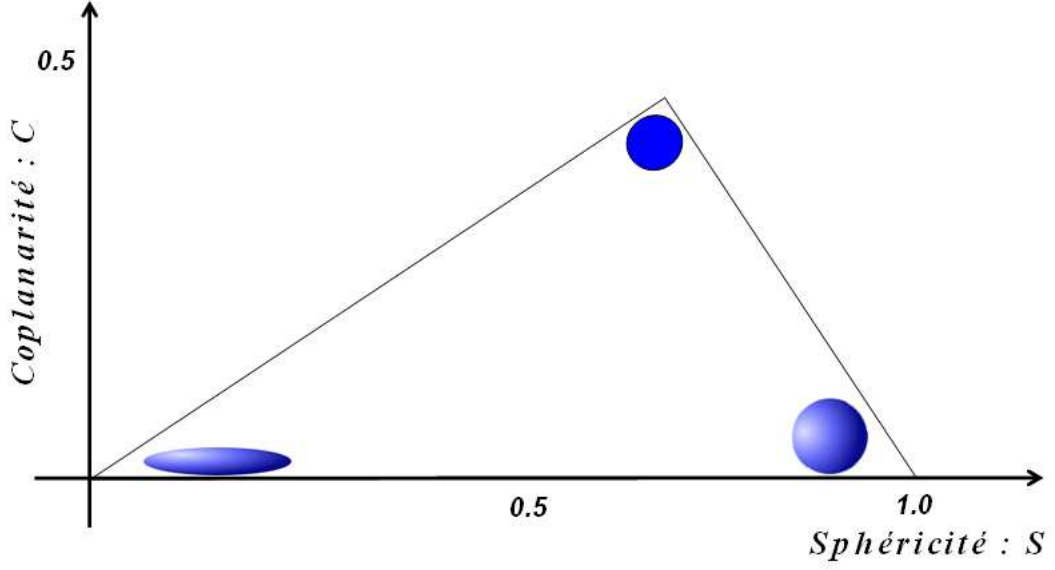


FIG. 2.3 – Représentation de la forme des événements en fonction des deux variables C et S

avec $\lambda_1 > \lambda_2 > \lambda_3$, valeurs propres du tenseur des moments. Les événements dont $S=1$ et $C=0$, correspondent à une forme compacte. Ceux pour lesquels $S=0$ et $C=0$ ont une forme allongée (figure 2.3).

2.2.5 Énergie transverse

Une variable cinématique très utile mesure la violence de la collision, reflétant la dissipation et indirectement le paramètre d'impact. Elle est construite sur la somme des énergies transverses, calculées à partir des vitesses, des particules légères ($Z \leq 2$), dans la direction perpendiculaire à celle du faisceau. Cette quantité, que l'on nommera "énergie transverse" par abus de langage, est très bien déterminée, puisque les particules légères sont bien identifiées et peu sensibles aux seuils.

$$Et_{12} = \sum_{i=1}^{M_{LCP}} E_i \sin^2 \theta_i.$$

M_{LCP} représente la multiplicité de particules légères chargées. E_i est l'énergie de la particule i et θ_i est son angle d'émission [54].

2.2.6 Les diagrammes de Dalitz

Ces diagrammes peuvent être utilisés dans des situations très diverses afin de partager une somme constante en trois parties variables. Cette représentation a été introduite par R.H. Dalitz en 1953 afin d'étudier la désintégration des mésons K [22]. En physique des hautes énergies, elle est souvent adoptée pour étudier la désintégration d'une particule en

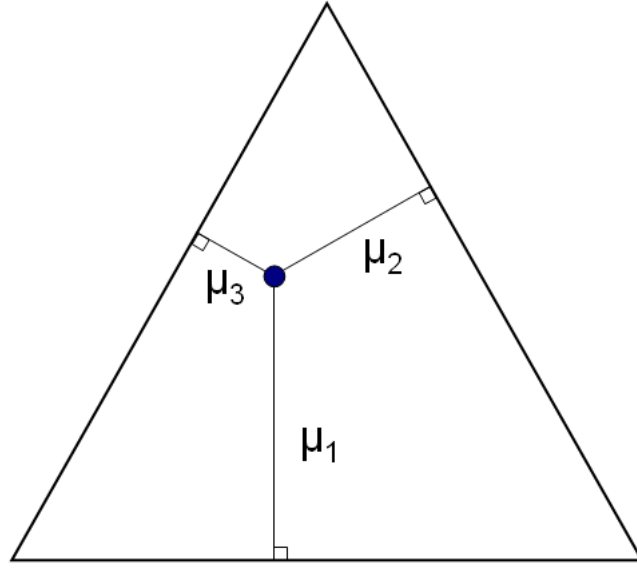


FIG. 2.4 – **Représentation de Dalitz**

trois autres, emportant chacune une partie de l'énergie initiale du système.

Cette visualisation nous permettra de corrélérer trois quantités, que nous normaliserons de la façon suivante : $\mu_1 + \mu_2 + \mu_3 = 1$. Dans le cadre de cette thèse, on représentera généralement la taille des trois plus lourds produits chargés de l'événement. $\mu_i = \frac{Z_i}{Z_1 + Z_2 + Z_3}$ où $i = 1, 2, 3$ et où Z_i représente la charge du i^{eme} plus gros fragment. Pour chaque événement, on positionne alors un point comme sur la figure 2.4.

On peut alors envisager quelques cas simples appliqués à notre étude (figure 2.5). Dans le cas d'événements dont l'un des fragment est de taille très supérieure aux seconds $\mu_1 \gg \mu_2, \mu_3$, ces événements sont situés dans les angles, comme représenté par les étoiles sur le diagramme. Dans le cas de deux fragments de même taille, $\mu_1 = \mu_2, \mu_3 = 0$, on retrouve peuplés les côtés du triangle (rectangles mauves). A présent, si la charge de l'un d'eux domine les deux suivants de taille identique $\mu_1 > \mu_2 \simeq \mu_3$, les événements sont localisés sur les médianes du triangle équilatéral (triangles pourpres). Dans le cas où les trois fragments les plus lourds sont de même taille $\mu_1 \simeq \mu_2 \simeq \mu_3$, le diagramme de Dalitz est rempli en son centre (cercle orange).

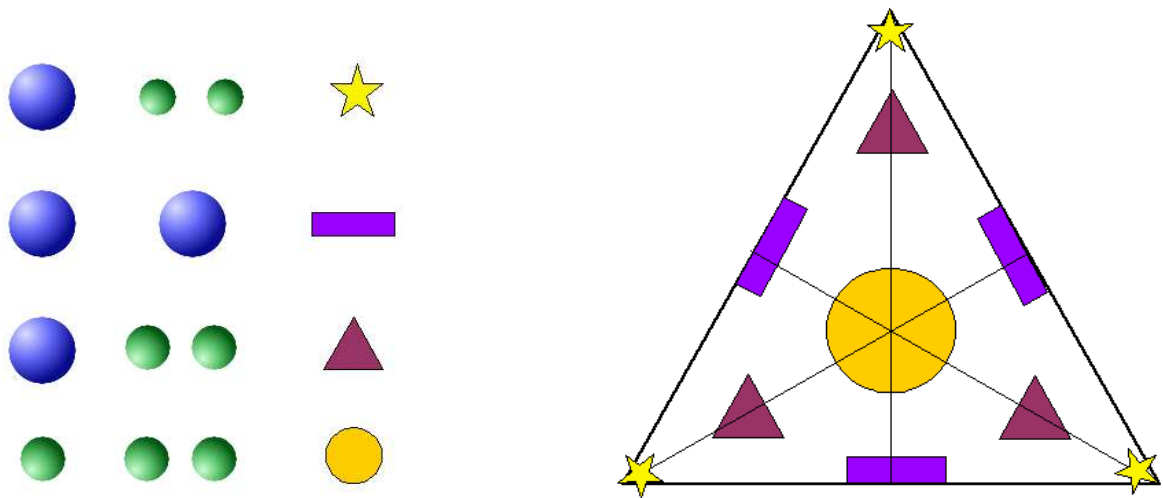


FIG. 2.5 – Présentation de quelques configurations concernant les plus gros fragments et la position de ces événements sur le diagramme. (*voir texte*)

2.3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté, une liste non exhaustive des outils usuels de sélection des événements dans les analyses INDRA. Une fois la complétude demandée, assurant la qualité des données à étudier, on peut utiliser les variables globales pour mettre en lumière les caractéristiques principales des événements considérés. Elles reviendront de manière récurrente tout au long de ce manuscrit.

La bimodalité dans les collisions périphériques

Les collisions périphériques ou semi périphériques ont lieu pour des paramètres d'impact significatifs et conduisent à la formation d'un quasi-projectile (QP) et d'une quasi-cible (QT pour Quasi-Target). Dans cette partie, nous allons nous intéresser au QP en tant que noyau chaud et étudier sa décroissance. À travers elle, nous mettrons en lumière, dans les données, un comportement bimodal des distributions en taille du plus gros fragment (Z_{max}). Dans un premier temps, nous considérerons cette observation, dans le cadre d'une désexcitation statistique de la source formée par le quasi-projectile, comme le reflet d'une transition de phase. Le signal de bimodalité, sera alors étudié en suivant des démarches distinctes :

- en triant au mieux les événements en fonction de la violence de la collision, soit, par extension, de la dissipation. Dissipation que l'on supposera reliée à la température du système. Ainsi, on cherchera à observer le comportement bimodal de la distribution de Z_{max} pour une dissipation donnée (*cf. chapitre 3.2*).
- en essayant de s'affranchir des effets de voie d'entrée qui induisent une distribution d'énergie d'excitation du QP fonction de l'énergie de bombardement. Dans ce cadre, on cherchera à simuler un système ayant un accès équiprobable à toutes les énergies possibles. Pour cela, on utilisera une procédure de repondération. On montrera alors que la taille du plus gros fragment est directement conditionnée par l'énergie d'excitation disponible dans la source QP. Nous confronterons ensuite le résultat obtenu à celui issu d'un modèle statistique SMM [6] (*cf. chapitre 4*).
- en confrontant la bimodalité à une interprétation différente liée à la dynamique de la collision. Pour cela, on comparera les données aux prévisions d'un générateur d'événements ("ELIE"[24], *cf. chapitre 5*).

3

Tri en fonction de la violence de la collision

Dans ce chapitre, on présentera la méthode d'analyse pour le système Au+Au à 80 MeV/u qui servira de référence dans la suite de ce manuscrit. En premier lieu, nous exposerons la méthode de reconstruction de la source suivie du traitement de la fission dans les données. Nous nous intéresserons ensuite à la manière de trier les événements. Enfin, nous présenterons diverses méthodes permettant d'éliminer au mieux l'influence de la dynamique de la réaction.

3.1 Présentation de la méthode sur le système de référence Au+Au 80 MeV/u

3.1.1 La reconstruction de la source

Les fragments appartenant au quasi-projectile

Comme nous l'avons mentionné précédemment, lors de collisions périphériques se forme un quasi-projectile. Le détecteur ne nous permettant d'avoir accès qu'aux éléments finaux produits lors de la réaction, le quasi-projectile devra être reconstruit le plus proprement possible à partir des noyaux détectés. Pour y parvenir, il faut déterminer quels fragments proviennent ou non du QP. Afin d'étudier des événements bien détectés par INDRA, on appliquera le critère de complétude (*cf.* §2.1) tel que :

$$1.1Z_{proj} > Z_{tot_{avt}} > 0.9Z_{proj}$$

$Z_{tot_{avt}}$ représente la charge totale détectée à l'avant du centre de masse, Z_{proj} la charge du projectile.

Pour dissocier les noyaux appartenant au QP de ceux appartenant à la QT, une première étape naturelle consiste à séparer les objets se situant à l'avant et à l'arrière du centre de masse, comme étant respectivement rattachés au QP et à la QT. Un raffinement intéressant permet de tenir compte de la direction privilégiée d'émission de matière,

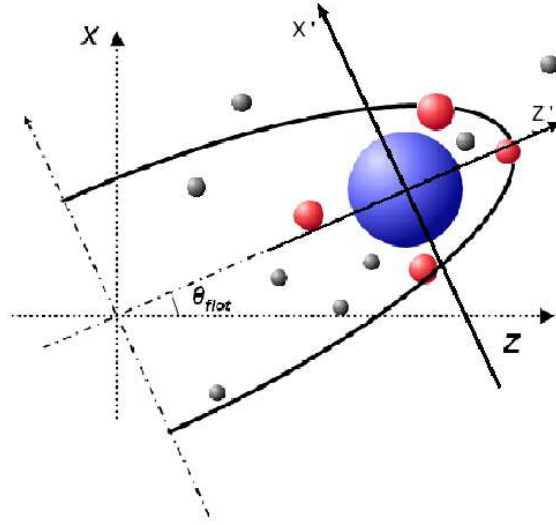


FIG. 3.1 – Représentation schématique du repère de la source, dans l'ellipsoïde de réaction.

représentée par l'angle de flot *cf. chapitre 2*. Pour cela, on construit le tenseur des moments et l'on détermine le demi ellipsoïde et son repère associé. La complétude ayant été demandée sur les charges situées à l'avant, on se limite au demi ellipsoïde avant, ceci afin de ne pas être sensible aux seuils qui affecteraient sa forme à l'arrière.

Une fois construit le repère de l'ellipsoïde, seront considérés comme appartenant au quasi-projectile tous les fragments ($Z \geq 3$) situés à l'avant de l'ellipsoïde. On déterminera ensuite le repère du QP, comme indiqué sur le schéma 3.1, dont l'origine est le centre de masse de ces fragments. On peut alors définir une source.

Détermination de la source

La reconstruction de l'énergie d'excitation (E^*), de la source QP, se fait par calorimétrie et conditionne ainsi sa charge. On attribuera alors au QP, une charge, une masse (basée sur le rapport de masse "neutrons/protons" du projectile), et une énergie d'excitation, en associant tous les produits de désexcitations détectés. Le détecteur INDRA n'étant pas sensible aux neutrons, on fera donc une hypothèse sur leur nombre et sur leur énergie.

Les noyaux associés à la source seront :

- tous les fragments situés à l'avant de l'ellipsoïde,
- les particules légères (LCPs) situées à l'avant du repère de la source. De cette façon, on évitera au maximum de polluer la reconstruction par des particules de mi rapidité. On doublera ensuite la contribution de ces particules légères, en supposant une émission isotrope ou symétrique avant arrière, afin d'évaluer leur participation totale à la calorimétrie.

- les neutrons. Ils seront estimés par différence entre la masse initiale de la source A_{sce} et la masse totale des produits finaux détectés. On supposera que la proportion de neutrons par rapport aux protons est la même que celle de la voie d'entrée. Soit :

$$\begin{aligned}
 M_{part} &= M_{imf} + 2M_{lcp_{avel}}, \\
 Z_{sce} &= \sum_{i=1}^{M_{imf}} Z_i + 2 * \sum_{j=1}^{M_{lcp_{avel}}} Z_j, \\
 A_{sce} &= \frac{A_{proj}}{Z_{proj}} \cdot Z_{sce}, \\
 M_{neut} &= A_{sce} - \sum_{i=1}^{M_{part}} A_i,
 \end{aligned}$$

où A_i représente la masse des noyaux détectés, déterminée par la paramétrisation proposée par R.J. Charity [16] si l'identification isotopique n'est pas faite par INDRA. Z_i est la charge des produits. M désigne la multiplicité.

En dressant un bilan énergétique sur les produits finaux, on peut déduire l'énergie d'excitation de la source reconstituée :

$$E^* = \sum_{i=1}^{M_{imf}} Ec_i + \sum_{j=1}^{M_{lcp}} Ec_j + \sum_{k=1}^{M_{neut}} Ec_k - Q,$$

où Ec représentent les énergies cinétiques et Q le bilan en masse. L'énergie cinétique des neutrons n'étant pas mesurée, elle sera estimée en considérant la notion de température reliée à l'énergie d'excitation par :

$$E^* = aT^2,$$

où a est la densité de niveau approximée par : $a = \frac{A_{sce}}{8}$. Dans la référence [31], les auteurs déterminent que l'énergie cinétique moyenne des neutrons de la première chance est de $2T$. Si l'on considère toute la chaîne de désexcitation, on appliquera un facteur correctif :

$$\langle Ec_n \rangle = 2\alpha T$$

$$\alpha = \frac{3}{4}$$

On peut écrire :

$$\begin{aligned}
 aT^2 &= \sum_{i=1}^{M_{imf}} Ec_i + \sum_{j=1}^{M_{lcp}} Ec_j + \sum_{i=1}^{M_{neut}} Ec_{neut} - Q \\
 aT^2 &= \sum_{i=1}^{M_{imf}} Ec_i + \sum_{j=1}^{M_{lcp}} Ec_j + 2\alpha T M_{neut} - Q \\
 0 &= aT^2 - 2\alpha T M_{neut} - \left(\sum_{i=1}^{M_{imf}} Ec_i + \sum_{j=1}^{M_{lcp}} Ec_j \right) + Q
 \end{aligned}$$

On obtient alors une équation du second degré qui permet de déterminer la température T et ainsi l'énergie cinétique des neutrons : $2\alpha M_{neut}T$.

La méthode utilisée ici pour reconstruire la source et son énergie d'excitation n'est pas parfaite, et présente des faiblesses : doublement des LCPs émises à l'avant, estimation de la contribution des neutrons. Il est à souligner que le résultat du calcul de E^* n'est pas une valeur quantitative absolue mais constitue une évaluation permettant, au moins, de mettre en évidence des évolutions. Nous verrons dans le chapitre 4 que cette notion d'énergie d'excitation de référence semble tout à fait raisonnable. Les perturbations et biais qui peuvent gêner la détermination de l'énergie d'excitation ont été étudiés de manière approfondie dans la référence [72] en se basant sur le modèle HIPSE et une méthode de calorimétrie visant à les corriger est proposée. Les écarts introduits sur la mesure de l'énergie par la calorimétrie présentée plus tôt, et que nous allons utiliser dans la suite, sont reportés sur les figures 3.2. Ils sont calculés pour un quasi-projectile de Xenon à 80 MeV/u. Afin d'éliminer la dynamique, les événements ont été demandés avec le 2^{me} fragment le plus lourd, émis à l'avant de la source. Cette sélection se rapproche de celle utilisée sur les données Au+Au où le fragment le plus lourd est émis à l'arrière de la source (§3.1.5). Les écarts entre les énergies d'excitations vraies (connues dans le modèle) et calculées par notre méthode calorimétrique n'excèdent pas 10% dans la zone d'intérêt de la bimodalité (3 à 8 MeV/u).

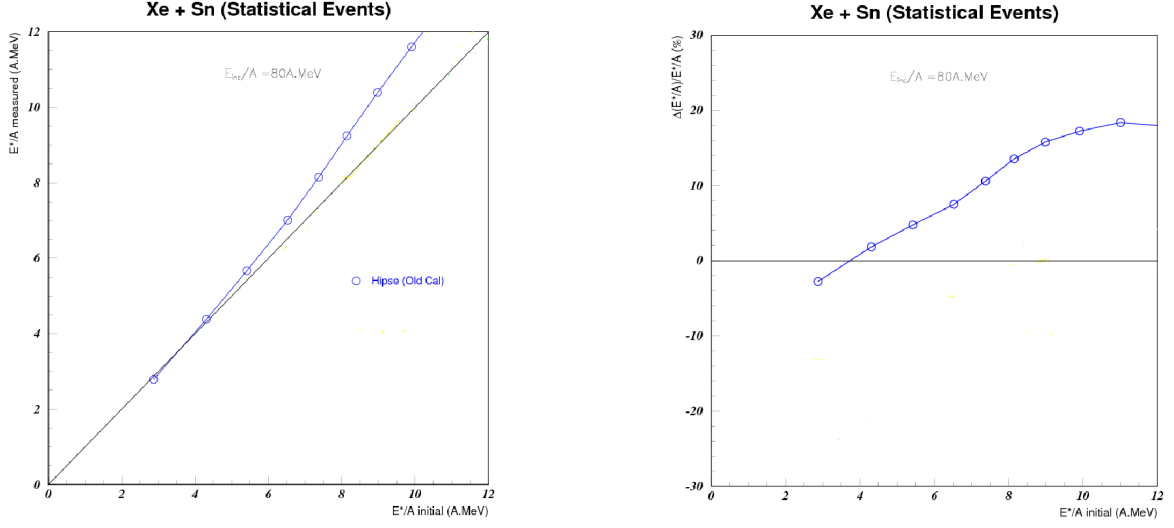


FIG. 3.2 – Représentations, pour le système Xe+Sn à 80 MeV/u, des déviations sur l'énergie d'excitation [73]. À gauche, les écarts absolus entre l'énergie initiale et celle mesurée par calorimétrie. À droite, l'écart relatif en pourcentage.

3.1.2 La reconstruction de la fission

La bimodalité consiste en une superposition de deux types d'événements : ceux conduisant à un résidu d'évaporation (matière nucléaire dense) et ceux associés à la multifragmentation (matière nucléaire diluée). Pour les premiers, la charge Z_{max} du produit le plus lourd détecté est élevée alors qu'elle est faible dans le second cas. La fission que peut subir un noyau lourd conduit à des valeurs de Z_{max} fortement modifiées. Il est donc nécessaire de repérer les événements de fission du QP afin de les éliminer ou de reconstruire la charge du noyau avant fission. En effet, il est naturel de classer les événements de fission avec les résidus d'évaporation, ce processus ayant lieu à densité normale. Sur la figure 3.3, on peut distinguer des événements pour lesquels le quasi-projectile ($Z_{max} \sim 80$) a fissionné ($Z_{max} \sim Z_{max-1} \sim 40$). Dès à présent, mentionnons que le signal de bimodalité n'est pas affecté par le choix adopté pour le traitement de la fission (élimination ou reconstruction). Cependant, nous avons voulu être le plus performant possible pour récupérer ces événements.

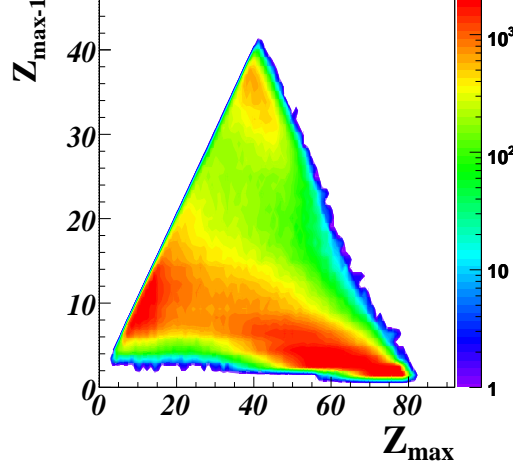


FIG. 3.3 – Charge du plus gros fragment Z_{max} corrélée à la charge du deuxième plus gros Z_{max-1} pour le système Au+Au à 80 MeV/u.

Afin d'isoler ces événements de fission, nous allons réaliser une Analyse en Composante Principale (ACP) sur un jeu de variables susceptibles de décrire au mieux les propriétés des fragments créés par un mécanisme de fission. Nous considérerons pour cela les quantités suivantes :

- la somme des charges des deux plus gros fragments normalisée à celle du projectile (dans le cas de produits de fission $a \sim 1$),

$$a = \frac{Z_{max} + Z_{max-1}}{Z_{proj}}$$

- le produit des charges des deux plus gros fragments normalisées à celle d'un produit de fission symétrique ("demi projectile") (dans le cas de produits de fission $b \sim 1$),

$$b = \frac{Z_1}{Z_{proj}/2} * \frac{Z_2}{Z_{proj}/2}$$

- l'énergie relative entre les 2 plus gros fragments corrigée par rapport à la systématique de Viola [74]. Pour cela, on utilisera les quantités suivantes :
la vitesse relative entre les deux fragments les plus lourds :

$$V_{rel} = \|\vec{V}_1 - \vec{V}_2\|,$$

et l'énergie cinétique relative associée :

$$t_1 = \frac{1}{2 * c^2} * a_{nuc} * \frac{A_1 * A_2}{(A_1 + A_2)} * V_{rel}^2.$$

On peut déterminer l'énergie cinétique moyenne de référence avec la formule de Viola :

$$t_2 = 0.1189 * \frac{(Z_1 + Z_2)^2}{(A_1 + A_2)^{dfrac{1}{3}}} + 7.3,$$

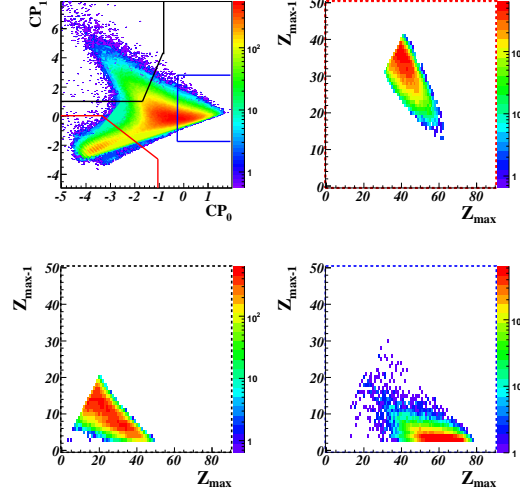


FIG. 3.4 – Encart supérieur gauche : les 2 premières composantes issues de l’ACP. La zone rouge contient les événements de fission, la zone bleue contient les résidus, la zone noire les événements de multifragmentation. Sur les autres encarts sont représentés, pour chaque type d’événements triés par l’ACP, la corrélation entre les charges des 2 fragments les plus lourds. Soit, en haut à droite la fission, en bas à gauche la multifragmentation et en bas à droite les résidus.

et l’écart relatif entre la valeur mesurée et celle de référence,

$$\frac{t_1 - t_2}{t_1}.$$

– l’énergie d’excitation du quasi-projectile :

$$E^*.$$

En traçant les deux composantes principales issues de l’ACP, l’une en fonction de l’autre, on obtient le résultat de la figure 3.4. On peut observer trois zones distinctes, dont une zone de fission symétrique nettement séparée des deux autres branches. La limite entre fission asymétrique et fragmentation est toutefois difficile à déterminer.

On peut alors ajuster la position de la coupure dans la représentation 3.4, afin d’éliminer au mieux la fission, tout en évitant d’empiéter sur les autres modes de désexcitation. Une fois la fission supprimée, on obtient la distribution de la figure 3.5.

Cette approche est plus fine qu’une coupure brutale sur la taille des 2 plus gros fragments du type $Z_{max} * Z_{max-1} > 900$. Dans le cas des collisions Au+Au, dont la fission est majoritairement symétrique, l’ACP n’est pas cruciale, mais elle peut s’avérer très utile pour d’autres systèmes fissionnant éventuellement de façon asymétrique. Pour le système $^{129}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$, la fission est minoritaire par rapport au cas du quasi-projectile d’or (figure 3.6).

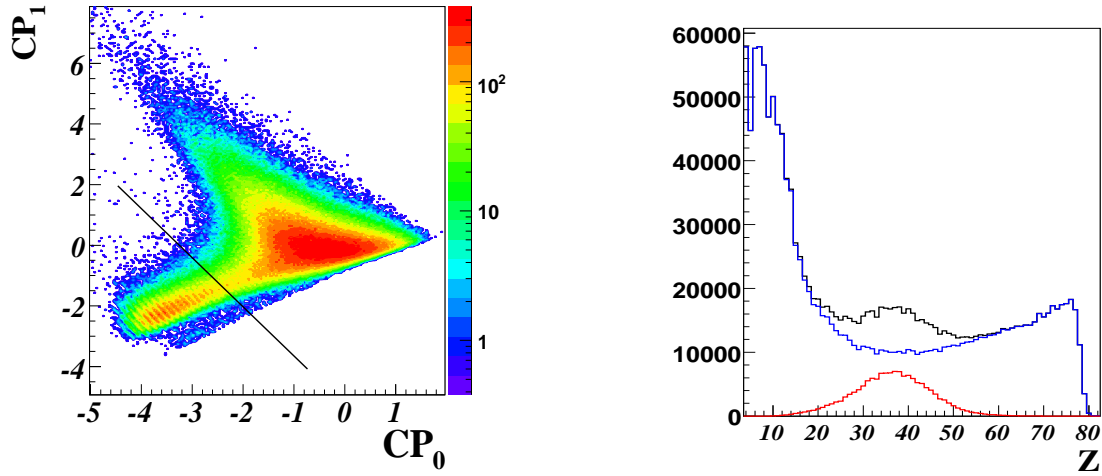


FIG. 3.5 – À gauche, la corrélation entre les deux premières composantes principales, et la coupure matérialisée en vue d'isoler au mieux la fission sans tronquer les autres populations (la fission se situe au-dessous de la droite). À droite, la distribution en charge des deux fragments les plus lourds. En noir les événements complets, en rouge ceux isolés par l'ACP, en bleu, les événements complets une fois les événements de fission supprimés.

Isoler la fission de manière fine, par cette méthode, permettra une reconstruction fiable du résidu dont les fragments sont issus. Nous sommes alors en mesure de caractériser une source quasi-projectile (charge, masse, énergie d'excitation), propice à l'étude de la bimodalité (non brouillée par la fission), pour chaque événement.

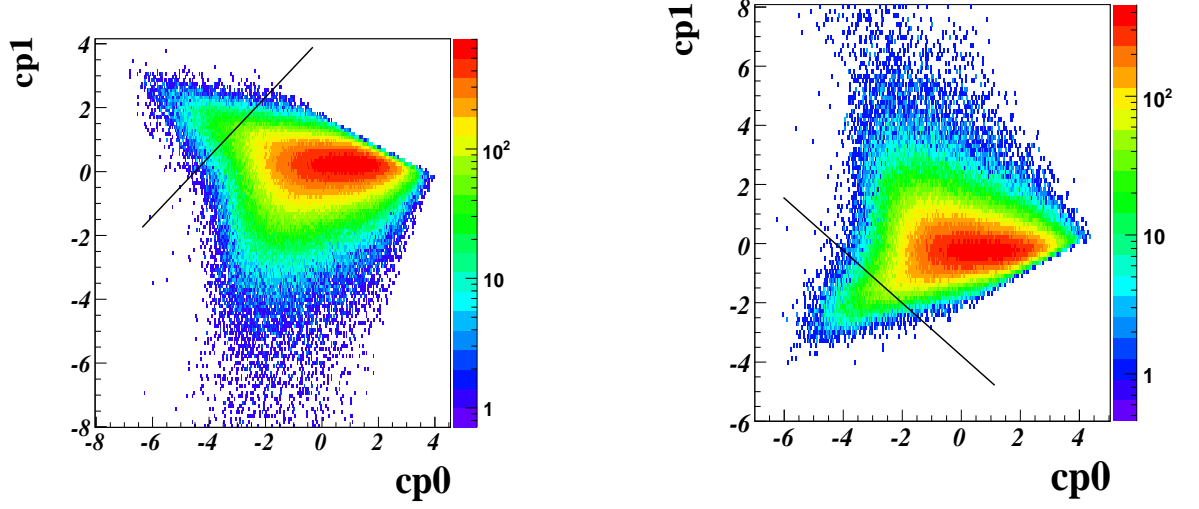


FIG. 3.6 – Visualisation des deux composantes principales de l'ACP utilisée pour isoler les événements de fission (*cf.* §3.1.2) pour le système $^{129}Xe + ^{124}Sn$ à 80 MeV/u à gauche et 100 MeV/u à droite. On constate sur cette représentation qu'entre la figure de gauche et de droite, l'axe de la composante principale cp1 est inversé par l'ACP. Cet effet de la méthode mathématique est strictement numérique et n'a aucune incidence quant à la séparation.

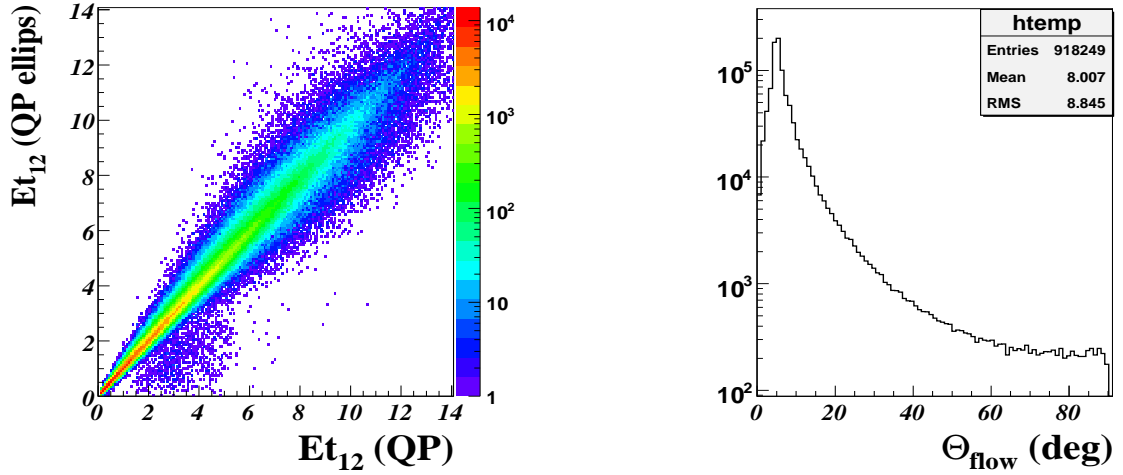


FIG. 3.7 – À gauche, la corrélation entre l'énergie transverse par rapport à l'axe du faisceau côté QP et l'énergie transverse par rapport à l'axe de l'ellipsoïde côté QP. À droite, la distribution de l'angle de flot.

3.1.3 Les différents tris en fonction de la violence de la collision

Afin d'observer l'évolution du quasi-projectile, et la taille du plus gros fragment qui lui est associé, il nous faut définir une variable de tri des événements selon la violence de collision. Historiquement, c'est l'énergie transverse des particules légères du côté de la quasi-cible qui a été utilisée [63]. Elle permet de trier selon la violence de la collision en préservant les fluctuations physiques sur l'énergie déposée, comme c'est le cas dans les modèles où la température est fixée (par exemple dans un modèle de gaz sur réseau). Elle reflète l'énergie dissipée perpendiculairement à la direction du faisceau. Elle est définie dans le paragraphe 2.2.5. Afin de comparer les systèmes entre eux à différentes énergies incidentes, on normalisera cette quantité de la façon suivante :

$$Et_{12} = Et/E_{beam}$$

où E_{beam} est l'énergie du faisceau incident en MeV/u, et Et est l'énergie transverse des particules légères ($Z=1$, $Z=2$). Par abus de langage, dans la suite, on nommera cette quantité "énergie transverse".

On peut imaginer trier les événements suivant le même principe mais avec des énergies transverses calculées différemment. En effet, on peut évaluer la quantité d'énergie dissipée perpendiculairement au faisceau, en ne considérant, par exemple que les particules issues de la quasi-cible ou celles issues du quasi-projectile. Cette partie mettra en avant, les différences et similitudes entre plusieurs exemples de tris.

Les différentes manières de calculer l'énergie transverse qui sont considérées dans ce mémoire sont :

- $Et_{12}(QP)$ l'énergie emportée par les particules "coté QP" perpendiculairement à l'axe du faisceau.
- $Et_{12}(QT)$ l'énergie emportée par les particules "coté QT" perpendiculairement à l'axe du faisceau.
- $Et_{12}(QP_{ellips})$ l'énergie emportée par les particules "coté QP" perpendiculairement au grand axe de l'ellipsoïde.
- $Et_{12}(QP+QT)$ l'énergie emportée par toutes les particules perpendiculairement à l'axe du faisceau.
- $Et_{12}(QT+QP_{ellips})$ l'énergie emportée par toutes les particules perpendiculairement au grand axe de l'ellipsoïde.

On constate, sur la figure 3.8, que l'énergie transverse côté QT et celle côté QP sont reliées mais la corrélation est large ($\frac{Et_{12}(QP) - Et_{12}(QT)}{Et_{12}(QT)} \sim 7\%$ à mi hauteur). La corrélation entre $Et_{12}(QP)$ et $Et_{12}(QP_{ellips})$, conjointe à la distribution d'angle de flot Θ_{flot} nous montre que l'axe privilégié de la réaction diffère généralement peu de l'axe du faisceau, et, la correction sur l'énergie transverse n'est pas prépondérante.

La représentation de l'évolution de la charge du plus gros fragment en fonction de l'une ou l'autre de ces quantités (figure 3.9) confirme que le tri des événements ne sera que peu

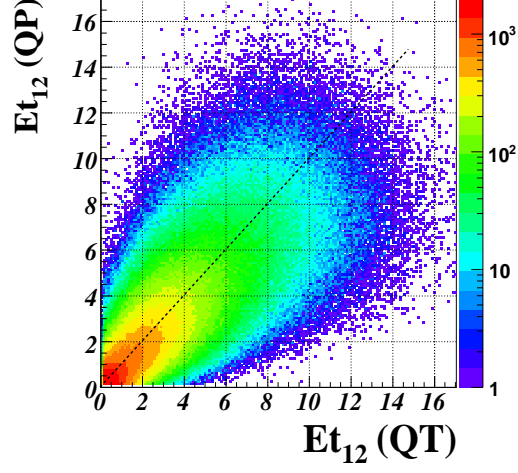


FIG. 3.8 – Corrélation entre l'énergie transverse calculée côté QP et celle calculée côté QT.

affecté par la méthode de calcul de l'énergie transverse. Nous avons établi que toutes ces variables étaient équivalentes. Parmi elles, la variable $Et_{12}(QT)$ présente l'avantage d'éviter toute autocorrélation spurieuse entre la variable de tri (fondée sur la QT) et les observations faites côtés QP.

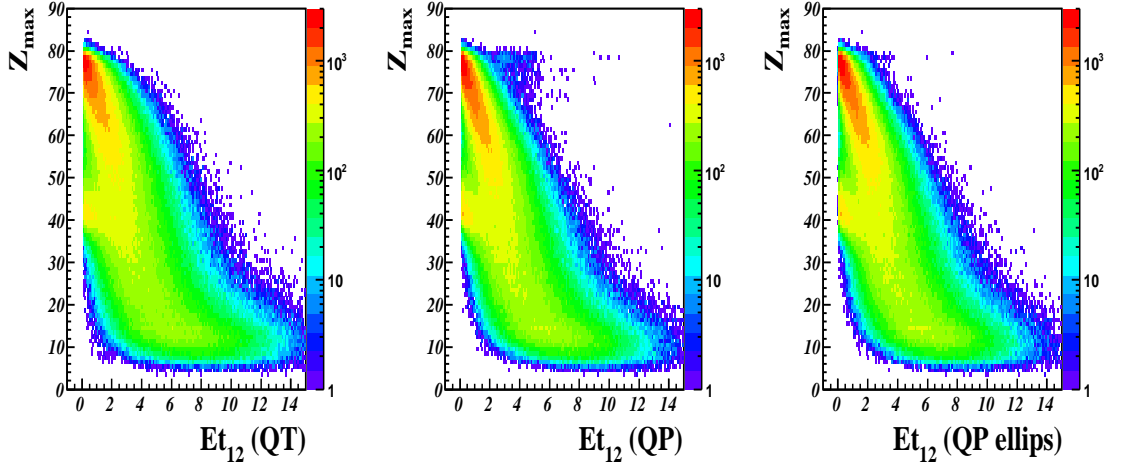


FIG. 3.9 – Distribution de la charge du plus gros fragment en fonction de l'énergie transverse pour différents calculs. La fission n'est pas reconstruite sur ces figures.

3.1.4 Vers une variable plus proche d'une température

Une manière agréable d'aborder la problématique des transitions de phase et leur caractère thermodynamique consisterait à trier les événements en fonction de la température du système étudié. On peut alors considérer une nouvelle manière de trier. Il est intéressant de remarquer que si la collision conduit à un système thermalisé, il y a une relation simple entre l'énergie transverse et la température du système. En effet l'énergie transverse par particule est liée à la température par :

$$Et_{RED} = \frac{Et_{12}}{Mult_{12}}$$

$$Et_{RED} * E_{beam} = Cb + T \quad (3.1)$$

où Et_{12} est l'énergie transverse normalisée à l'énergie du faisceau, et $Mult_{12}$ la multiplicité de particules légères. Cb désigne une contribution coulombienne et T la température du système.

Dans le cas d'un système équilibré, trier en fonction de l'énergie transverse par particule permettrait de se rapprocher d'un tri en température. Si l'on considère le tri en Et_{QT} comme étant le plus intéressant, car décorrélé de l'étude des fragments côté QP, on calcule alors la quantité :

$$Et_{RED}(QT) = \frac{Et_{12}(QT)}{Mult_{12}(QT)}$$

où $Mult_{12}(QT)$ représente la multiplicité de particules légères côté QT. Le comportement de cette variable est représenté sur la figure 3.10.

Pour les faibles énergies transverses, il y a des événements pour lesquels très peu de particules légères sont détectées, on observe alors de grandes fluctuations numériques dues aux fluctuations de l'énergie thermique de chaque particule. L'énergie transverse par particule peut alors fortement différer de la valeur donnée par l'équation (3.1). Des événements présentant une faible énergie transverse vont se retrouver artificiellement rattachés à de fortes énergies transverses réduites, ce qui entraînera un mélange d'événements, et remettra en cause l'efficacité du tri. On peut supposer s'affranchir de ce problème en coupant les zones très dilatées par ces effets de nombre. Les lignes tracées sur l'image précédente représentent les coupures appliquées. Les fluctuations observées sur la figure 3.8 reflètent celles qui sont inhérentes au fait que Et_{12} est construite avec un nombre limité de particules (entre 1 et 20 quand on passe des collisions périphériques aux collisions les plus violentes).

Nous avons mentionné que l'énergie transverse et le tri qui en découle sont directement reliés à la dissipation qui a eu lieu lors de la réaction. La figure 3.11 représente l'énergie transverse réduite côté QT en fonction de l'énergie transverse côté QP. On constate une corrélation linéaire entre ces 2 variables qui ne sont reliées qu'à travers l'énergie dissipée. On peut donc exprimer une relation du type :

$$y = ax + b$$

$$Et_{RED}(QT) = aEt(QP) + b$$

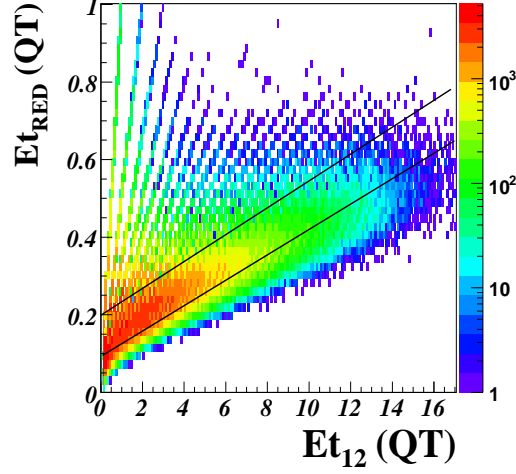


FIG. 3.10 – Energie transverse réduite corrélée à l'énergie transverse côté QT. Les lignes délimitent le domaine de validité.

Si l'on raisonne en terme de quantités, il apparaît que Et_{RED} représente l'énergie moyenne par particule. On notera alors :

$$\begin{aligned} Et &= Et_{RED}(QP) Mult_{lcp} \\ \langle Et \rangle &= \langle Et_{RED}(QP) \rangle \langle Mult_{lcp} \rangle \end{aligned}$$

Puisque le système est symétrique, on attend $\langle Et_{RED}(QP) \rangle = \langle Et_{RED}(QT) \rangle$. la corrélation linéaire observée devient alors :

$$\begin{aligned} \langle Et_{RED} \rangle &= a \langle Et_{RED} \rangle \langle Mult_{lcp} \rangle + b \\ \langle Et_{RED} \rangle &= \frac{b}{1 - a \langle Mult_{lcp} \rangle} \end{aligned}$$

Il apparaît alors que l'énergie moyenne par particule $\langle Et_{RED} \rangle$ augmente avec la multiplicité de particules, ce qui est normal si Et_{RED} varie avec une température (en cas de thermalisation totale) fonction croissante de la multiplicité. On notera qu'une valeur de $Et_{RED}(QT) \simeq 0.25$ (où se passe la bimodalité, cf. 3.2.2) correspond à $Et_{RED} \simeq 20$ MeV. Cette valeur est beaucoup plus élevée que les températures mises en jeu (~ 5 MeV). Cet écart reflète d'une part l'énergie coulombienne, d'autre part les effets de prééquilibre et d'émission à mi-rapacité qui sont donc importants.

Par contre, l'observation précédente nous montre que l'énergie transverse Et est bien corrélée à la dissipation. En effet, elle n'est pas reliée qu'à la multiplicité de particules, l'énergie transverse moyenne disponible par particule étant croissante.

Le tri selon la variable Et_{QT} est à priori meilleur au sens où il est dissocié des observables (côté QP). Dès lors, toute corrélation observée ne peut résulter d'une auto corrélation due au système de détection. D'un autre côté, les variables Et_{QT+QP} présentent l'avantage d'inclure les contributions d'un plus grand nombre de particules, et ainsi d'être

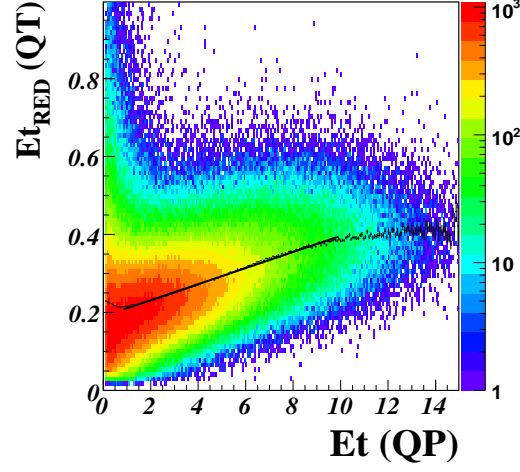


FIG. 3.11 – Corrélation entre l'énergie transverse côté QP et l'énergie transverse par particules côté QT.

moins sensibles aux effets de fluctuation statistiques des petits nombres. Compte tenu des équivalences qualitatives entre les tris selon Et_{QT} et Et_{QT+QP} , nous avons privilégié le second pour minimiser les fluctuations. La variable de tri utilisée dans la suite sera donc :

$$Et_{RED}(QT + QP) = \frac{\sum_{i=1}^{Mult_{lcp}} E_i \sin^2 \theta_i}{Mult_{lcp}}$$

Dans cette partie, nous avons montré qu'il existe plusieurs façons de calculer l'énergie transverse afin de refléter la dissipation. Toutes ces méthodes conduisent à un classement semblable des événements. Par ailleurs, on a vérifié que le signal de bimodalité n'est pas affecté par ce choix. Dans la suite de cet exposé, le tri des événements se fera selon l'énergie transverse totale réduite $Et_{RED}(QT + QP)$.

3.1.5 Élimination des événements les plus éloignés de l'équilibre

La bimodalité dans les collisions semi-périphériques a été déjà clairement reconnue dans les données. Elle est liée à l'ouverture relativement soudaine d'un canal de multifragmentation. Les débats actuels ne portent pas sur ces faits mais sur leur interprétation. En d'autres termes, l'origine de la multifragmentation est-elle due à la dynamique de la collision ou reflète-t-elle les propriétés thermodynamiques de la matière nucléaire à l'équilibre ? Dans le premier cas, la dynamique de la collision place le système au delà d'un point selle et il ne peut alors se briser que de façon dynamique. Son avenir est donc prédéterminé. Dans le second cas, ce sont les fluctuations inhérentes qui induisent le phénomène. Si l'on veut tester cette hypothèse, il faut sélectionner les événements pour lesquels on se rapproche d'une situation d'équilibre thermique, c'est à dire avec "oubli" de la voie d'entrée. Si la transition sous jacente à la bimodalité est essentiellement d'origine thermodynamique, on peut s'attendre à ce que le signal correspondant soit plus net lorsque

l'on est au plus près d'une situation d'équilibre. C'est ce qui ressort des calculs de gaz sur réseaux [32] dans lesquels il a été montré que, à pression constante, l'ajout aléatoire d'une composante alignée selon un axe privilégié (axe du faisceau), a pour effet d'atténuer la visualisation de la bimodalité.

Dans un contexte expérimental, l'axe considéré précédemment est celui du faisceau. En effet, dans le cadre de collisions d'ions lourds, on conçoit aisément que la dynamique de la collision joue un rôle prépondérant. Ces phénomènes de cassures dynamiques ont été observés dans les données INDRA [19]. Dans ce cas, l'effet de la voie d'entrée conduit généralement à une émission du fragment le plus lourd à l'avant comme le montre la distribution angulaire très piquée dans le repère de la source (figure 3.12).

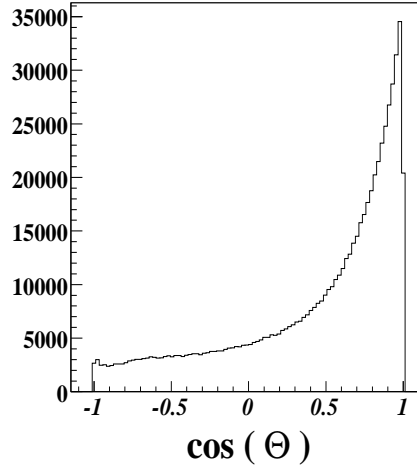


FIG. 3.12 – Distribution angulaire du fragment le plus lourd dans le repère de la source reconstruite. Données Au+Au à 80 MeV/u, les événements ne contenant qu'un unique fragment ne sont pas représentés.

Pour éliminer ces événements fortement dynamiques, on peut utiliser une sélection simple qui consiste à ne conserver que ceux pour lesquels le fragment le plus lourd est émis très à l'arrière ($\cos(\Theta) < -0.4$). On peut vérifier sur la figure 3.12 que la distribution angulaire est beaucoup plus "plate" à l'arrière qu'à l'avant, les effets dynamiques sont donc moins prépondérants.

Une sélection plus raffinée consistera à faire un bilan sur tous les fragments émis sans se limiter au seul plus lourd. On définira pour cela une variable représentant l'asymétrie cinématique des fragments dans la source. On effectue la somme algébrique des projections des vitesses des fragments sur l'axe défini par la vitesse de déplacement de la source dans le centre de masse (figure 3.13).

$$K_{asym} = \sum_{i=1}^{Mult_{IMF}} \frac{\overrightarrow{V(i)_{sce}} \cdot \overrightarrow{V_{sce}}}{\|\overrightarrow{V_{sce}}\|}$$

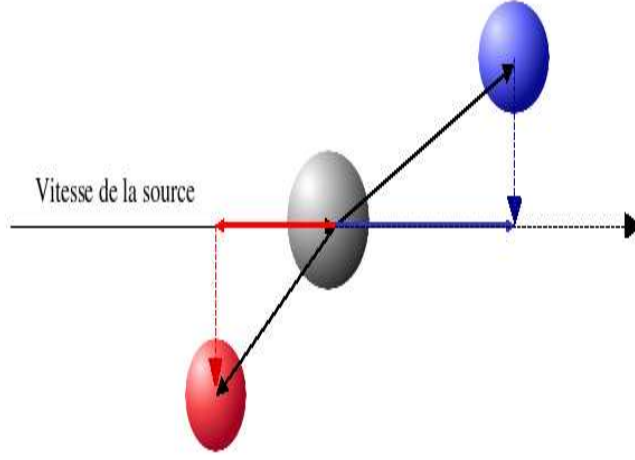


FIG. 3.13 – schéma représentant la projection des fragments sur l’axe de la vitesse de la source.

$V(i)_{sce}$ représente la vitesse des fragments i dans le repère de la source. V_{sce} la vitesse de la source dans le centre de masse. On obtient la distribution de cette variable représentée sur la figure 3.14. On observe une très forte disymétrie entre la partie positive et négative due à la “cassure dynamique” entraînant une émission privilégiée de matière vers l’avant. Cette méthode proposée dans la référence [13], dans l’absolu, permet de sélectionner la moitié des événements “statistiques” produits lors des collisions d’ions lourds. En effet, statistiquement, la probabilité d’émettre de la matière en avant ou en arrière de la source est la même. En sélectionnant les valeurs de $K_{asym} > 0$, on pourra alors isoler les données les moins influencées par la voie d’entrée. De plus, en ne sélectionnant qu’un événement sur deux dans le cas où ils ne présentent qu’un seul fragment ($K_{asym} = 0$), on obtient un échantillon d’événements statistiques non biaisés par les coupures cinématiques. Les deux méthodes précédentes ont été utilisées dans le cadre de cette thèse et conduisent à des résultats similaires.

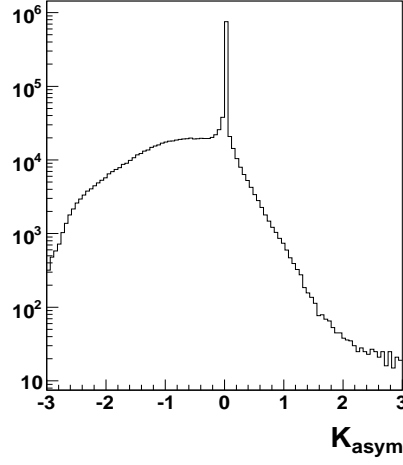


FIG. 3.14 – Variable de sélection obtenue sur les données AuAu à 80 MeV/u, les événements de multiplicité d'IMF est 1 ont la valeur $K_{asym} = 0$.

Une autre méthode, qui s'apparente à celles déjà mentionnées, consiste à demander le deuxième plus gros fragment émis vers l'avant [72]. Une sélection, basée sur une approche différente, cherche à isoler les sources compactes dans l'espace des vitesses de façon à ce que la dispersion relative des fragments soit faible. Elle a été utilisée dans la référence [8] et conduit à des résultats en accord avec ceux obtenus dans ce manuscrit. Elle est construite suivant :

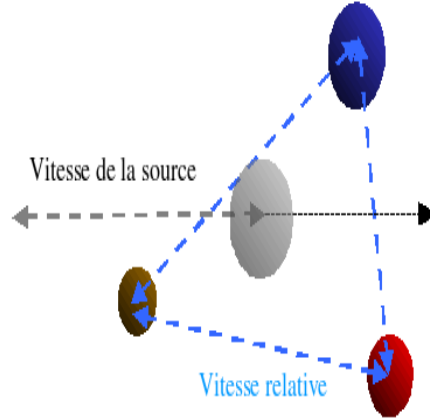


FIG. 3.15 – Schématisation de la vitesse relative des fragments et de la source reconstruite.

$$\begin{aligned}\beta_{rel} &= \frac{2}{M_{frag}(M_{frag} - 1)} \sum_{i \neq j} | \vec{\beta}_i - \vec{\beta}_j | \\ \vec{\beta}_i &= \vec{v}_i / c \\ \beta_{rel} &< Seuil\end{aligned}$$

où v_i représente la vitesse des fragments dans le centre de masse.

Ces méthodes permettront d'isoler un lot d'événements pour lesquels l'exploration de l'espace des phases est suffisante pour atténuer la mémoire de la voie d'entrée. On notera que ces diverses méthodes ne sont valides que dans le cas où les deux sources (QT et QP) sont clairement séparées, ce qui est généralement le cas dans les systèmes considérés (Xe+Sn à 80 et 100 MeV/u et Au+Au de 60 à 150 MeV/u). Dans le cadre de la bimodalité, elles conduisent à des résultats en accord qualitatif.

3.2 Résultats expérimentaux

3.2.1 Observations et résultats

Les divers éléments nécessaires à l'analyse sont à présent définis. Il convient de s'intéresser au signal de bimodalité. Pour mémoire, dans toutes les analyses qui vont suivre :

- les événements seront triés selon l'énergie transverse par particule $Et_{RED}(QT + QP)$,
- la fission sera reconstruite par ACP.

Le signal de bimodalité a été clairement mis en évidence dans les précédentes analyses INDRA pour les collisions périphériques [62], ou de manière plus discutable, dans le cadre des collisions centrales (les différentes observations sont résumées dans les références [52, 66]). La façon la plus claire de visualiser la bimodalité se base sur la construction de l'asymétrie entre les fragments. On définira ici l'asymétrie entre les deux produits de réaction les plus lourds :

$$Asym = \frac{Z_{max} - Z_{max-1}}{Z_{max} + Z_{max-1}}$$

où Z_{max} et Z_{max-1} représentent respectivement la charge du premier et deuxième plus gros produit chargé. Les résultats obtenus pour les collisions Au+Au à 80 MeV/u sont représentés sur la figure 3.16. Z_{max} , $Asym$, et leur corrélation, sont conditionnés par l'énergie transverse réduite Et_{RED} . Chaque cadre correspond donc à une bande d'énergie transverse normalisée (Et_{RED}), comme représenté sur la figure située en bas à droite (figure 3.16). Sur ces figures sont portés tous les événements complets, c'est à dire que la sélection des événements les plus équilibrés (§3.1.5) n'est pas appliquée. On remarquera la forme particulière de la distribution d'énergie transverse normalisée, notamment la décroissance et la limite inférieure à $Et_{RED} = 0.1$, due à la coupure appliquée (cf. §3.1.4, figure 3.10) afin d'éliminer les effets de petits nombres.

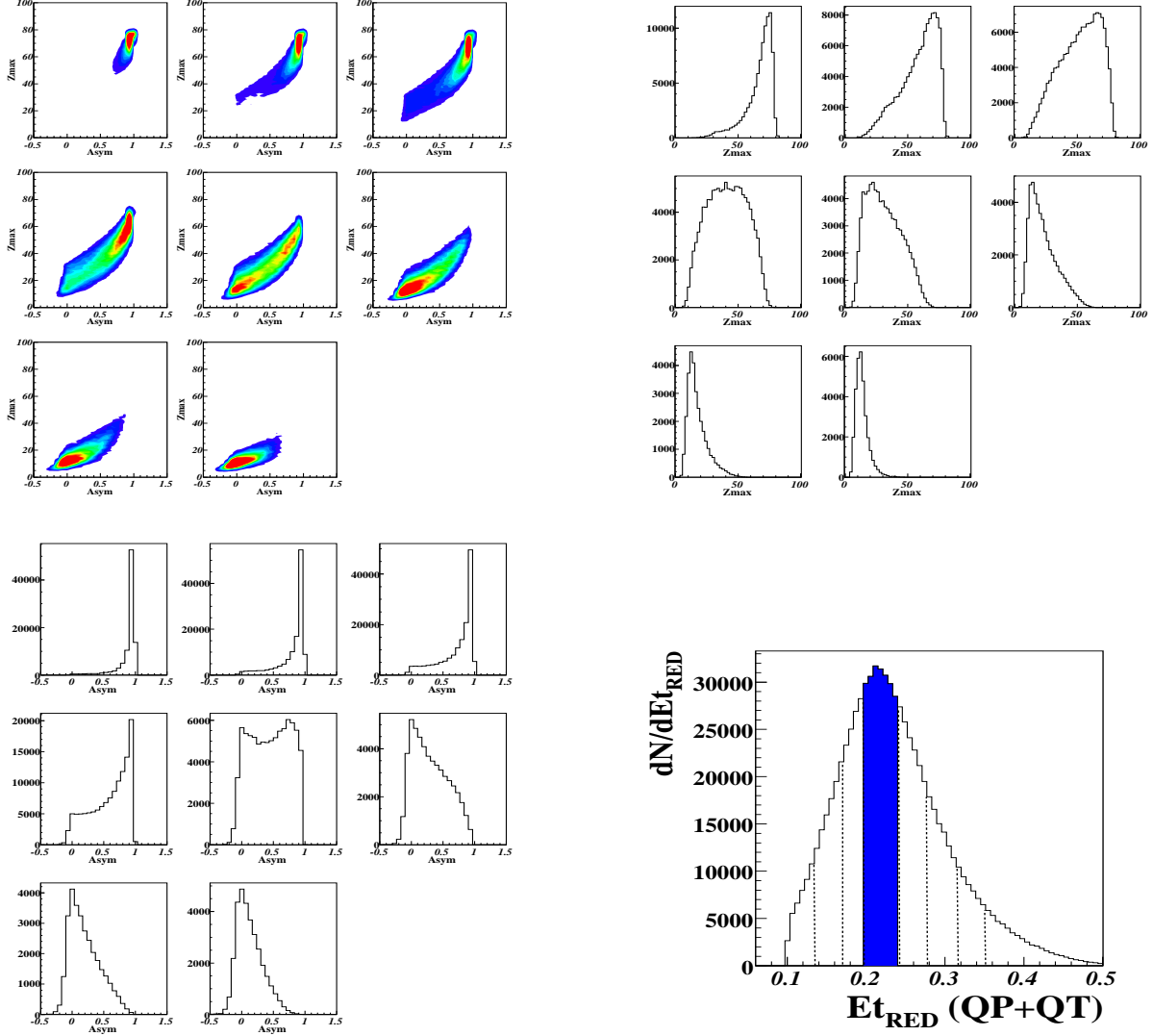


FIG. 3.16 – Données Au+Au à 80 MeV/u, la fission est reconstruite (*cf.* 3.1.2). En bas à droite, la distribution d'énergie transverse réduite Et_{RED} et les différentes bandes associées. La bande bleue représente la zone pour laquelle la distribution de Z_{max} est bi-modale. Pour chacune des bandes sont tracées, en haut à gauche : la corrélation entre Z_{max} et $Asym$, ainsi que, en haut à droite et en bas à gauche, les projections respectives.

L'ensemble de figures met en évidence un changement de régime dans la cinquième zone. Dans les premières zones, on observe un régime type "résidu" d'évaporation où le système se place dans une configuration qui contient un gros fragment accompagné de fragments légers ($Asym > 0.7$). Dans les dernières zones, on observe une multitude de petits fragments de tailles identiques ($Asym < 0.3$). La cinquième zone, présente une co-existence entre ces deux configurations, et l'on observe une bimodalité très marquée, sur la variable d'asymétrie $Asym$. On peut s'intéresser alors à la distribution en Z_{max} . Dans les premières zones, le fragment le plus lourd a une charge proche de celle du projectile, et reflète bien un régime "résidu". Dans les dernières zones, le système est dans un mode de "multifragmentation" où le plus gros fragment est de petite taille. Toutefois la bimodalité n'est pas observable directement (zone 4) sur la distribution de Z_{max} .

Comme mentionné dans la partie précédente, nous sommes en présence d'événements dont la cassure est majoritairement conditionnée par la dynamique du système. Si l'on choisit maintenant d'observer les événements les moins dynamiques en appliquant les sélections mentionnées dans le paragraphe §3.1.5, nous pouvons observer les résultats de la figure 3.17. Dans cette partie, ne seront présentés que les résultats sélectionnés par la variable K_{asym} et Z_{max} émis à l'arrière. Pour les événements les moins dynamiques (figures 3.17 et 3.18), la bimodalité en asymétrie est plus visible, et la distribution en Z_{max} exhibe à présent deux composantes claires. Le basculement se passe entre la quatrième et la cinquième zone. On constate que le résultat obtenu est très semblable pour les deux sélections utilisées.

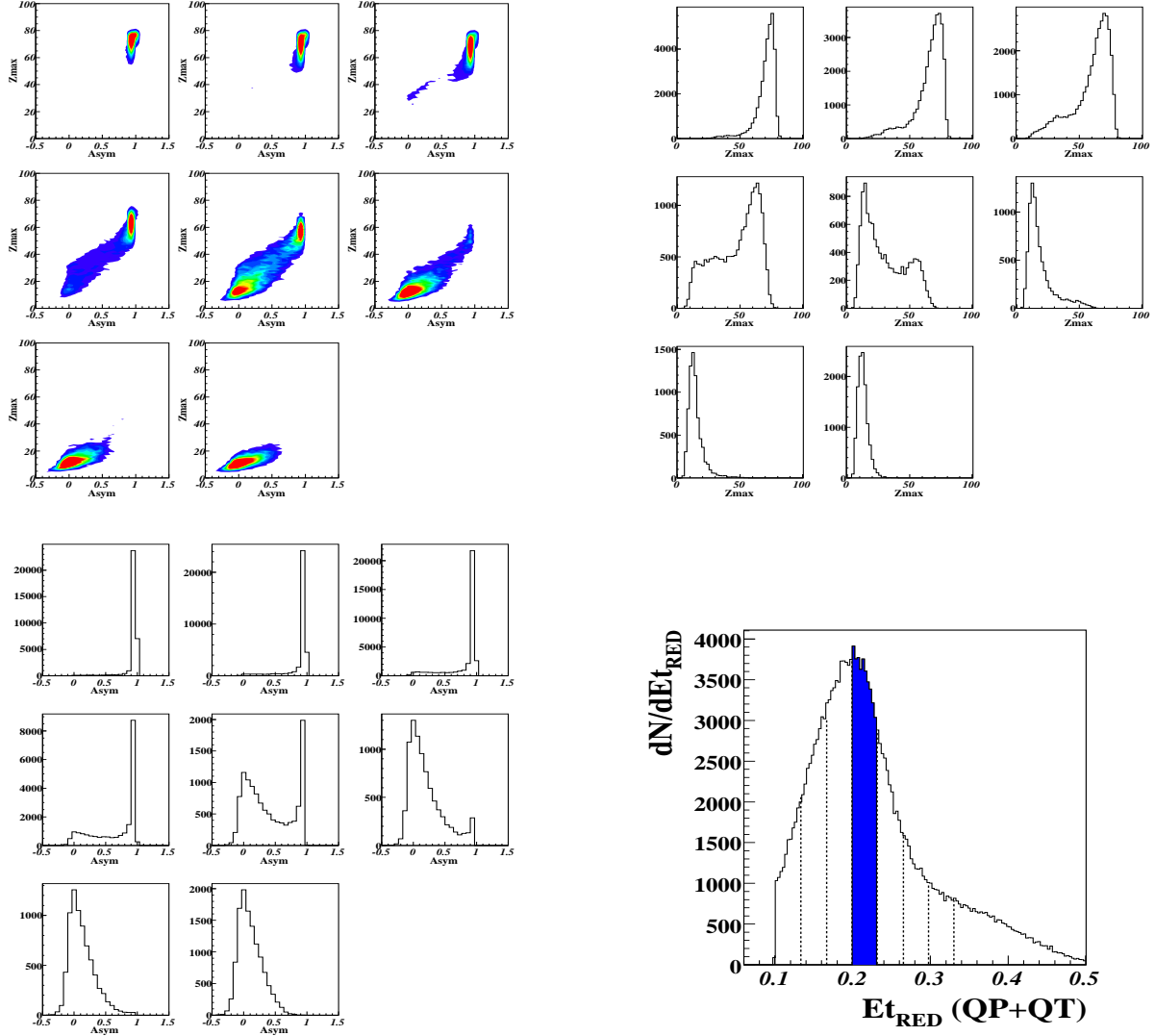


FIG. 3.17 – Données Au+Au à 80 MeV/u, la fission est reconstruite. Seuls sont tracés les événements les moins influencés par la dynamique, sélectionnés par $K_{asym} \geq 0$. Pour chacune des bandes d'énergie transverse réduite (La bande bleue représente la zone pour laquelle la distribution de Z_{max} est bimodale) sont tracées, en haut à gauche : la corrélation entre Z_{max} et $Asym$, ainsi que, en haut à droite et en bas à gauche, les projections respectives.

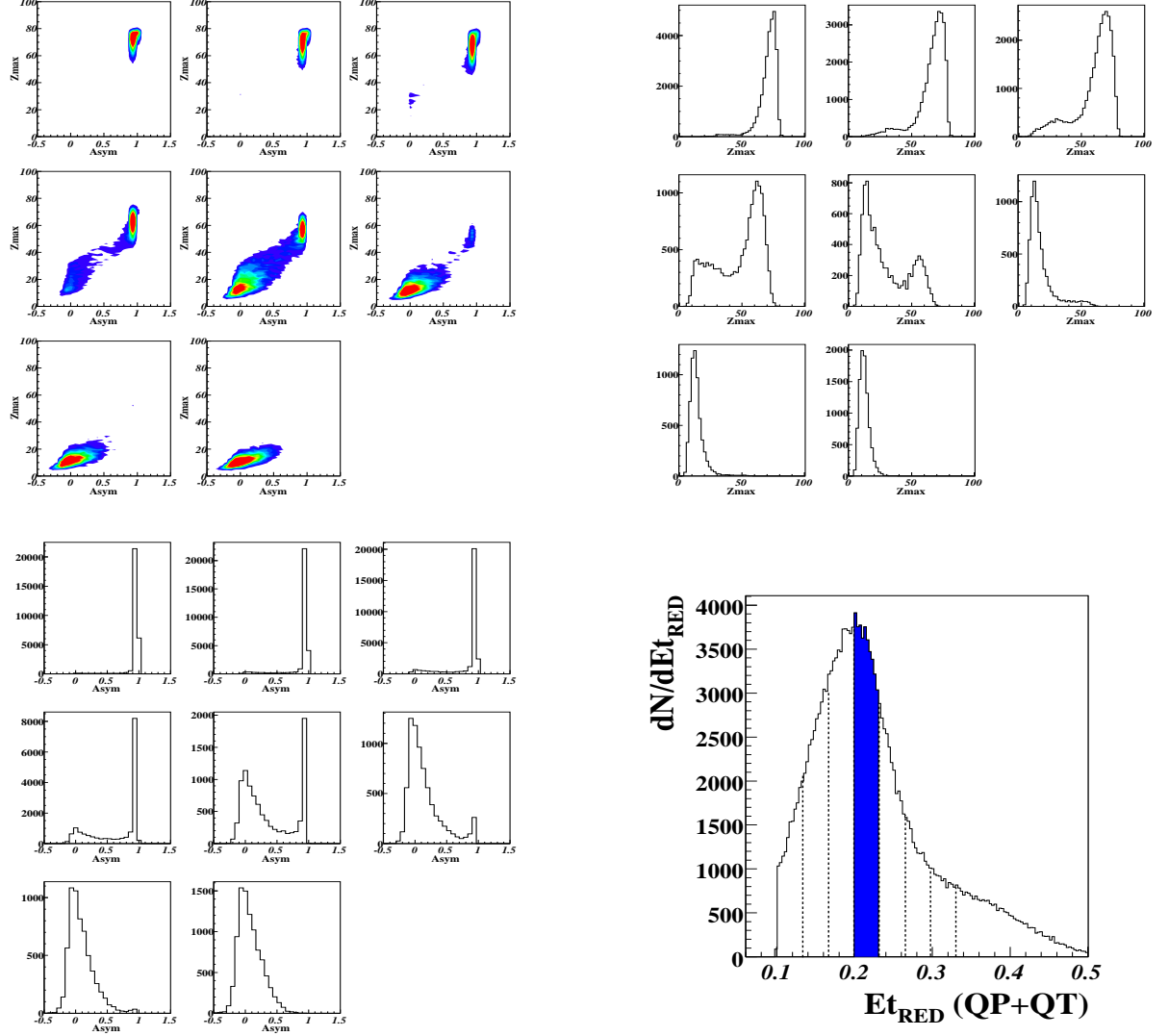


FIG. 3.18 – Données Au+Au à 80 MeV/u, la fission est reconstruite. Seuls sont tracés les événements les moins influencés par la dynamique, sélectionnés par Z_{max} émis à l'arrière. Pour chacune des bandes d'énergie transverse réduite (La bande bleue représente la zone pour laquelle la distribution de Z_{max} est bimodale) sont tracés, en haut à gauche : la corrélation entre Z_{max} et $Asym$, ainsi que, en haut à droite et en bas à gauche, les projections respectives.

Si l'on considère l'observation de la bimodalité comme étant reliée à la désexcitation d'une source *cf.* §3.1.1, il est intéressant d'observer l'évolution de sa taille avec la variable de tri. Sur la figure 3.19, on voit clairement que la taille de la source diminue quand la dissipation augmente. Cette observation reflète essentiellement l'importance de la zone de recouvrement quand le paramètre d'impact diminue. La méthode de reconstruction du QP exclut de nombreuses particules légères chargées (LCPs pour Light Charged Particles) résultant de collisions dans cette zone. Cependant, on voit que la taille du QP reste proche de celle du projectile dans la zone où se passe la transition.

On peut alors normaliser la variable Z_{max} à la taille de la source et vérifier l'effet de la normalisation sur le signal de bimodalité. Le résultat obtenu est en accord avec les précédents. La branche résidu est toutefois beaucoup plus piquée. Visuellement, on a en fait rassemblé dans un même "bin", les événements donnant un Z_{max} lourd en rapport avec la taille de la source obtenue dans l'évènement. Cette normalisation permet une mise en valeur de la bimodalité en améliorant sa visualisation.

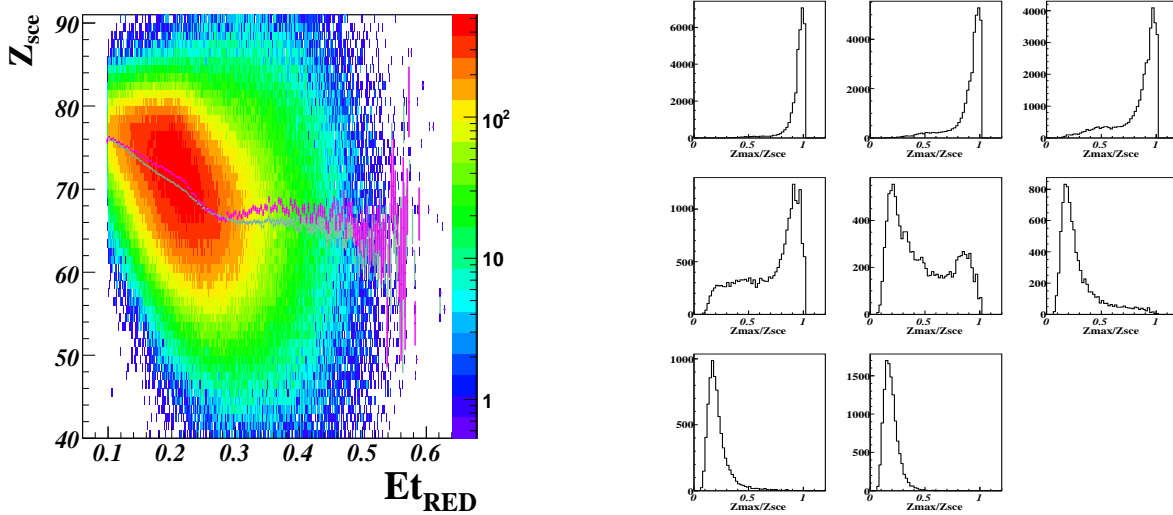


FIG. 3.19 – A gauche : Evolution de la taille de source en fonction de la variable de tri Et_{RED} . La valeur moyenne est portée sur la figure, en rose sont représentés les événements sélectionnés par $K_{asym} \geq 0$, en vert $\cos(\Theta) < -0.4$. À droite, la distribution du plus gros fragment normalisé à la taille de source Z_{max}/Z_{sce} pour les événements sélectionnés par $K_{asym} \geq 0$. La fission est reconstruite.

La bimodalité est directement visible sur l'asymétrie entre les deux plus gros fragments ($Asym$) en triant selon la violence de la collision. Après élimination des événements les plus dynamiques, la bimodalité est visible sur la variable Z_{max} . Ceci conforte l'idée de l'observation d'un signal de transition de phase, et du rôle de Z_{max} comme paramètre d'ordre.

On a montré, que le signal de bimodalité est indépendant du tri utilisé, et, que les diverses méthodes visant à sélectionner les événements les moins affectés par la dynamique

	Nb d'événements	% d'événements complets
Au+Au à 60 MeV/u		
Complétude 90%	1840091	100
$K_{asym} \geq 0$	520776	28
Z_{max} arrière	386419	21
Au+Au à 80 MeV/u		
Complétude 90%	918249	100
$K_{asym} \geq 0$	232922	25
Z_{max} arrière	165284	18
Au+Au à 100 MeV/u		
Complétude 90%	883609	100
$K_{asym} \geq 0$	215825	24
Z_{max} arrière	148446	17
Au+Au à 150 MeV/u		
Complétude 80%	1498545	100
$K_{asym} \geq 0$	354719	23
Z_{max} arrière	244262	16
Xe+Sn à 80 MeV/u		
Complétude 90%	1696063	100
$K_{asym} \geq 0$	485617	28
Z_{max} arrière	344771	20
Xe+Sn à 100 MeV/u		
Complétude 90%	486065	100
$K_{asym} \geq 0$	131237	27
Z_{max} arrière	91365	19

TAB. 3.1 – Pourcentage d'événements complets sélectionnés par les différentes méthodes.

conduisent à des résultats similaires. La méthode d'analyse étant à présent bien définie, nous allons vérifier que la présence de ce signal est indépendante du système considéré.

3.2.2 Systématiques sur le signal de bimodalité

Afin de conforter les résultats obtenus sur le système Au+Au à 80 MeV/u, il est important de vérifier la validité de l'observation du signal de bimodalité pour d'autres systèmes. On considérera alors d'autres énergies incidentes pour les collisions Au+Au, mais aussi le cas d'un quasi-projectile de Xenon (dans des collisions Xe+Sn). On représentera, dans cette partie, les événements sélectionnés par $K_{asym} \geq 0$. Les même séries de figures ont été obtenues par la sélection Z_{max} émis à l'arrière et sont tout à fait semblables à celles présentées ici. Dans le tableau 3.1, sont portés le pourcentage d'événements complets sélectionnés par l'une ou l'autre des méthodes.

Energie de faisceau	Angle de Grazing
Au+Au	
60 MeV/u	2.85°
80 MeV/u	2.16°
100 MeV/u	1.75°
150 MeV/u	1.18°
Xe+Sn	
80 MeV/u	1.6°
100 MeV/u	1.29°

TAB. 3.2 – Valeurs de l’angle d’effleurement pour les différentes énergies incidentes.

On notera que pour le système Au+Au à 150 MeV, la complétude a été modifiée pour ne conserver que les événements pour lesquels 80% et non 90% de la charge du projectile ont été détectés afin d’obtenir plus de statistique.

Le signal de bimodalité est observable aussi bien sur l’asymétrie (figure 3.20), que sur la taille du fragment le plus lourd Z_{max} (figure 3.21), quelle que soit l’énergie incidente. On constate toutefois que les 2 branches en Z_{max} sont de moins en moins séparées au fur et à mesure que l’énergie incidente augmente. Cela s’explique par la configuration du détecteur. En effet, plus l’énergie du faisceau augmente, plus, pour les collisions très périphériques, le projectile va être entraîné vers l’avant. Cette focalisation va porter les noyaux dans la zone morte de détection correspondant à l’ouverture angulaire à l’avant d’INDRA (tableau 3.2). Dès lors, nombre d’événements ne satisferont pas au critère de complétude comme les collisions très périphériques pour lesquelles le quasi-projectile ne finira pas sa course dans le détecteur mais continuera selon l’axe du faisceau. On comprend donc bien l’origine de la diminution en taille des plus gros fragments en fonction de l’énergie en voie d’entrée. On notera qu’à 150 MeV/u, on observe deux pics dans la distribution de Z_{max} pour le mode résidu. Le premier situé à $Z_{max} \simeq 60$ correspond au résidus lourds détectés. Le second $Z_{max} \simeq 79$ correspond à la reconstruction de la fission.

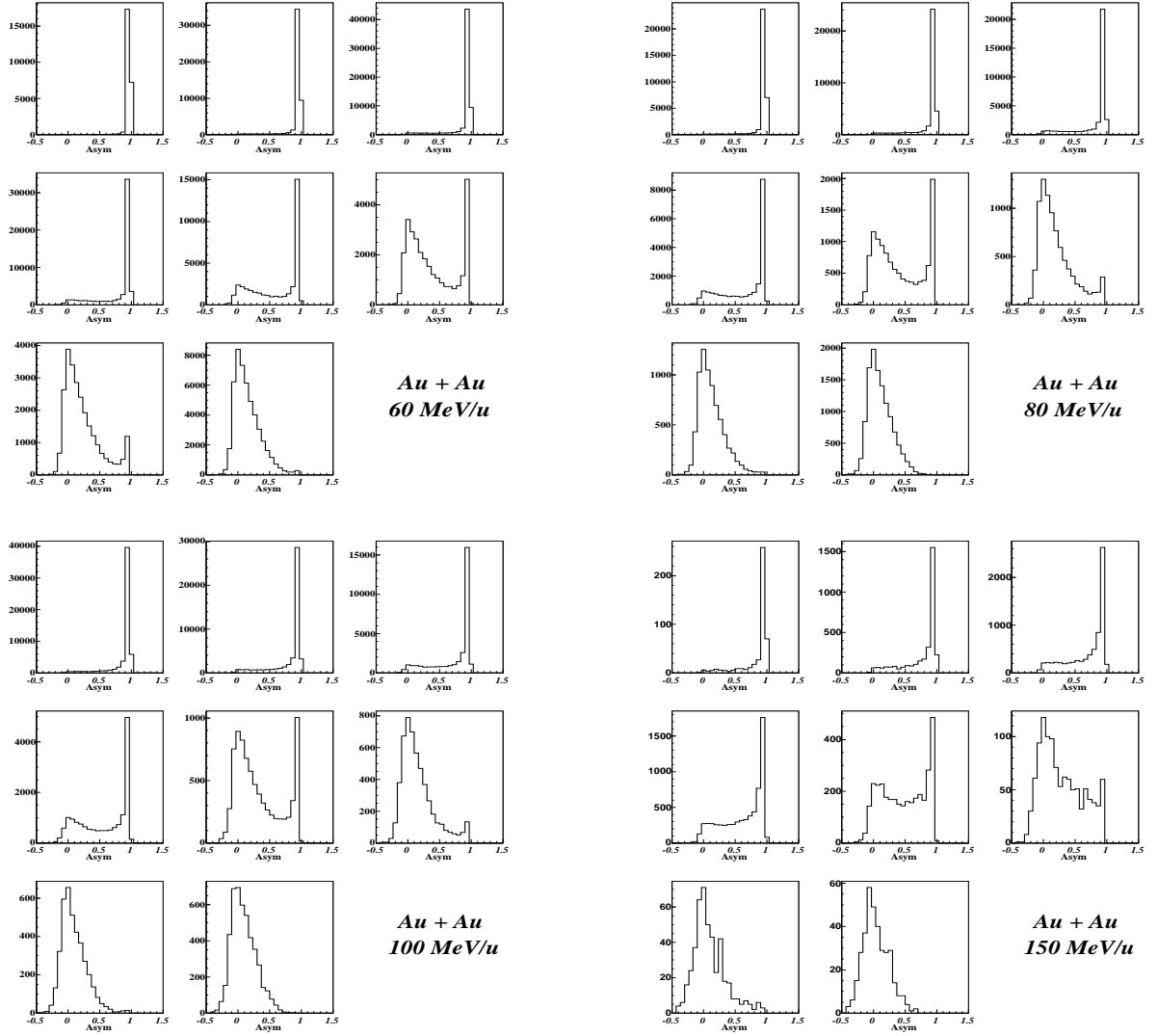


FIG. 3.20 – Représentation de l'asymétrie $Asym$, pour le système Au+Au de 60 à 150 MeV/u. Les événements sont sélectionnés par $K_{asym} \geq 0$ et triés par tranches d'énergie transverse. La fission est reconstruite.

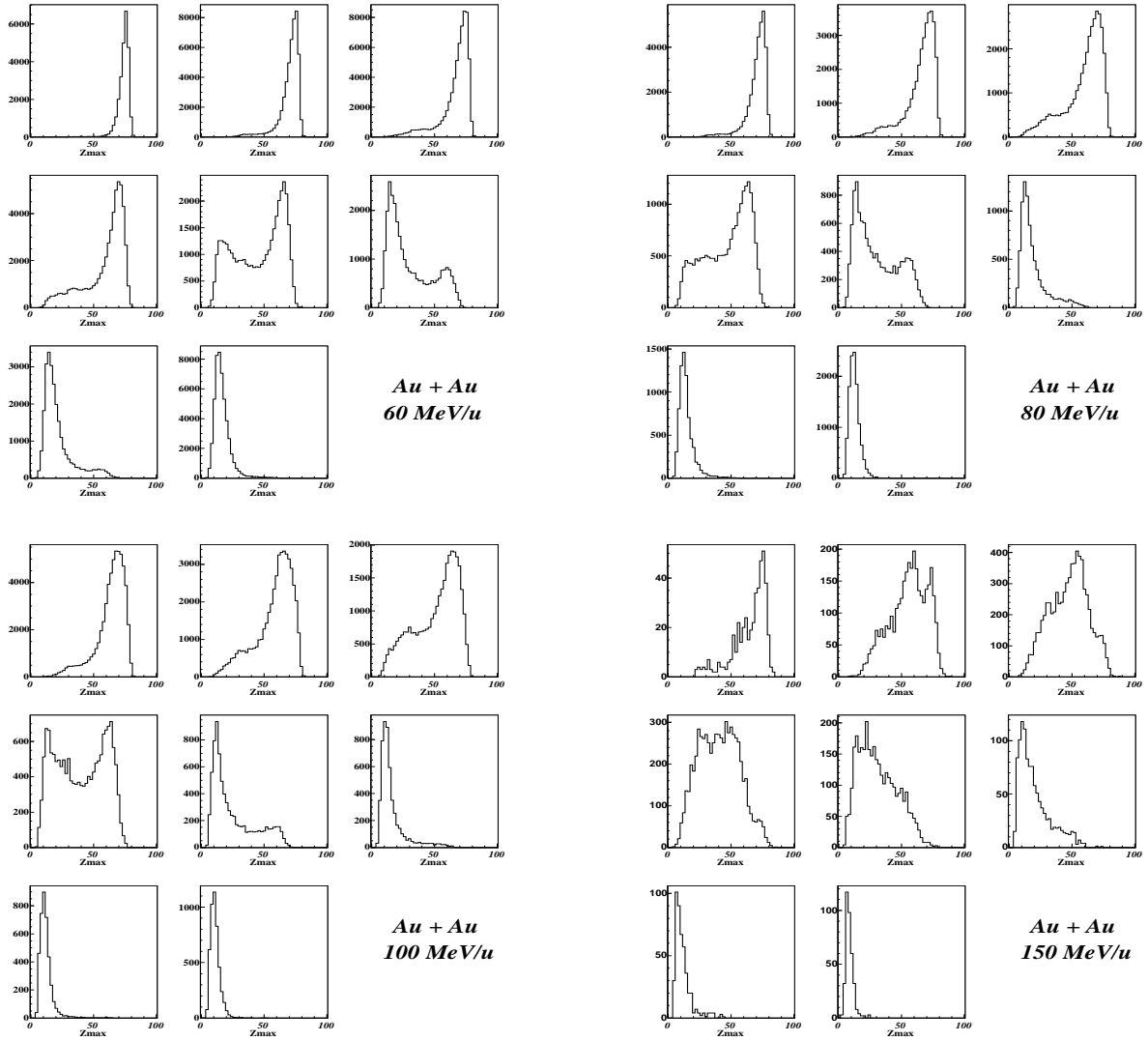


FIG. 3.21 – Représentation de Z_{max} , pour le système Au+Au de 60 à 150 MeV/u. Les événements sont sélectionnés par $K_{asym} \geq 0$ et triés par tranches d'énergie transverse. La fission est reconstruite.

Afin de vérifier si la distribution bimodale en Z_{max} est un phénomène propre à l'or, nous allons à présent nous intéresser au cas du quasi-projectile de Xénon. Les systèmes quasi-symétriques étudiés seront : $^{129}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$ à 80 et 100 MeV/u. Pour ces systèmes, la fission a été reconstruite en suivant la méthode présentée dans le paragraphe précédent §3.1.2. En délimitant des zones d'énergie transverse, on peut observer les résultats de la figure 3.22.

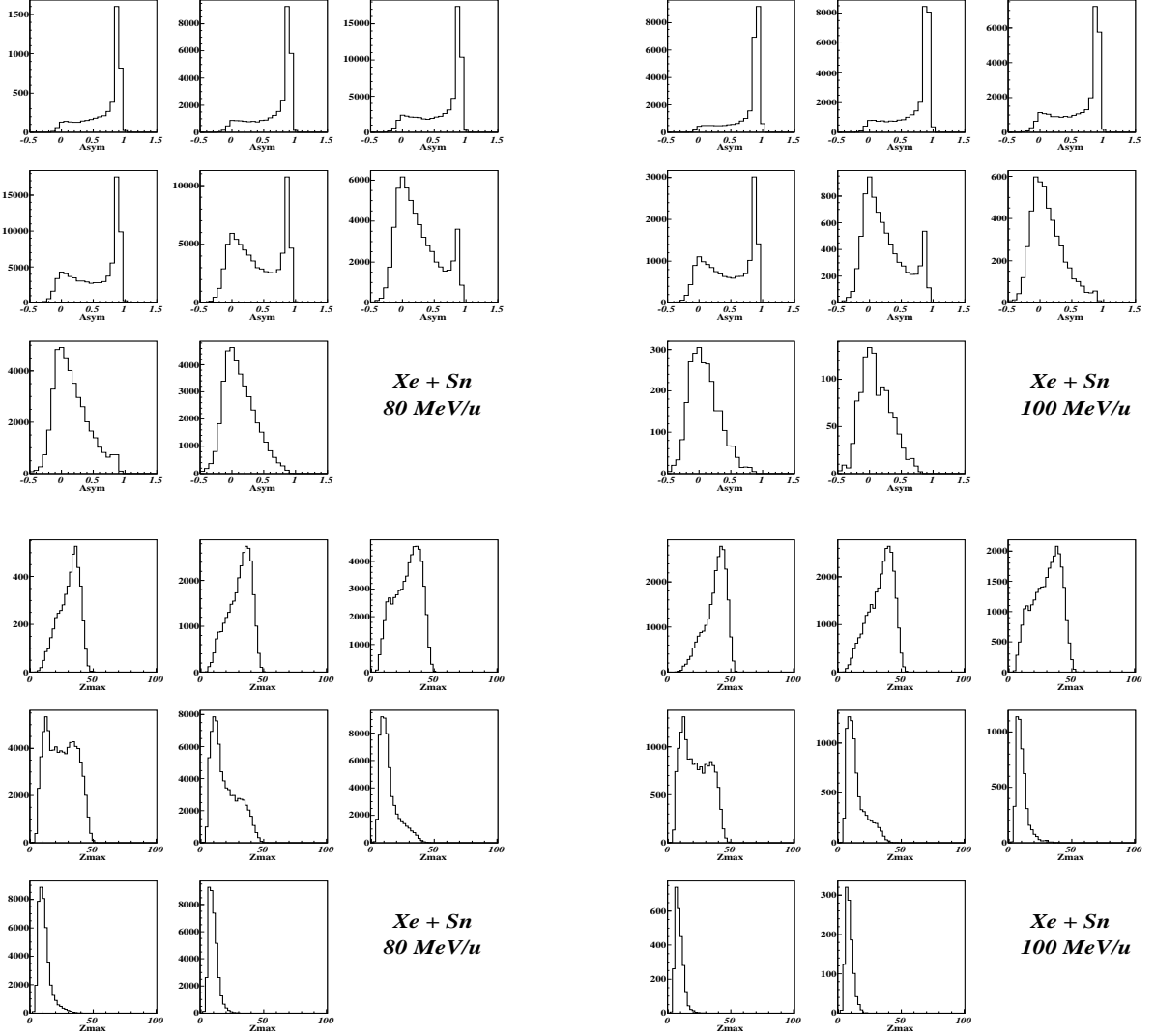


FIG. 3.22 – En haut la variable d'asymétrie en charge $Asym$, en bas, la charge du plus gros fragment Z_{max} , pour le système $\text{Xe} + \text{Sn}$ à 80 MeV/u à gauche et à 100 MeV/u à droite. Les événements sont sélectionnés par $K_{asym} \geq 0$ et triés par tranche d'énergie transverse. La fission est reconstruite.

Sans sélection, on peut faire les mêmes observations que dans le cas de l'or, le changement de régime se voit de manière claire sur la corrélation entre l'asymétrie et Z_{max} mais la bimodalité n'apparaît pas sur la projection en Z_{max} . En sélectionnant les événements les moins influencés par la dynamique *cf.* §3.2.2, le signal apparaît de manière plus nette

mais beaucoup moins marquée que dans le cas du projectile *Au*. On peut expliquer cette différence par la taille du quasi-projectile de Xenon qui est beaucoup plus faible que celle de l'or. Les pics résidus et fragments sont alors beaucoup plus proches, ce qui provoque une zone "dépeuplée" moins prononcée.

Lors de l'étude du quasi-projectile, en triant les événements selon la dissipation, on visualise clairement 2 voies de sortie distinctes. L'une s'apparenterait à une phase liquide avec la création d'un résidu, l'autre pourrait être une phase gazeuse composée de fragments plus légers. Il existe une zone de coexistence pour laquelle le système peut choisir entre ces deux modes de désexcitation. Cette observation rejoint celle effectuée avec des tris et sélections différents dans les références [8, 62].

La distribution en charge du fragment le plus lourd, rattaché au quasi-projectile, affiche un comportement bimodal. Ce résultat est indépendant du système choisi ainsi que des sélections et tris effectués.

Il est à présent important de vérifier l'origine des fragments appartenant aux deux branches et de confirmer qu'ils proviennent bien d'une désexcitation de la source "quasi-projectile". Une des principales contaminations envisagées serait l'émission à mi-rapacité qui produirait les fragments observés.

3.3 L'origine des fragments

3.3.1 L'influence de la mi-rapacité

Pour remonter à l'origine des fragments observés, nous allons étudier les distributions en densité de charge. Cette quantité permet de rassembler deux informations : la charge et la vitesse des particules. En effet, la distribution statistique d'une observable ne sera pas construite en incrémentant une valeur unitaire pour chaque particule ou fragment mais en attribuant un poids statistique égal à la charge du produit considéré. On pourra alors visualiser la distribution de l'observable modulée par la densité de charge.

La comparaison des figures représentées en nombre et en densité de charge (figure 3.23) permet d'accéder directement au fait que beaucoup de particules situées à mi-rapacité sont des particules légères. Et que les fragments les plus lourds sont situés autour de la vitesse du projectile (6.08 cm/ns) dans le centre de masse. Un constat évident apparaît sur la figure 3.24, la présence de fragments à mi-rapacité est négligeable dans les premières zones de Et_{RED} mais est au contraire importante dans les dernières zones observées. En effet, les collisions les plus périphériques, qui produisent les fragments les plus gros, ont une faible zone de recouvrement entre le projectile et la cible, ce qui provoque peu d'émission de mi-rapacité. Les collisions où la zone de recouvrement est importante créent au contraire de nombreux fragments par ce processus.

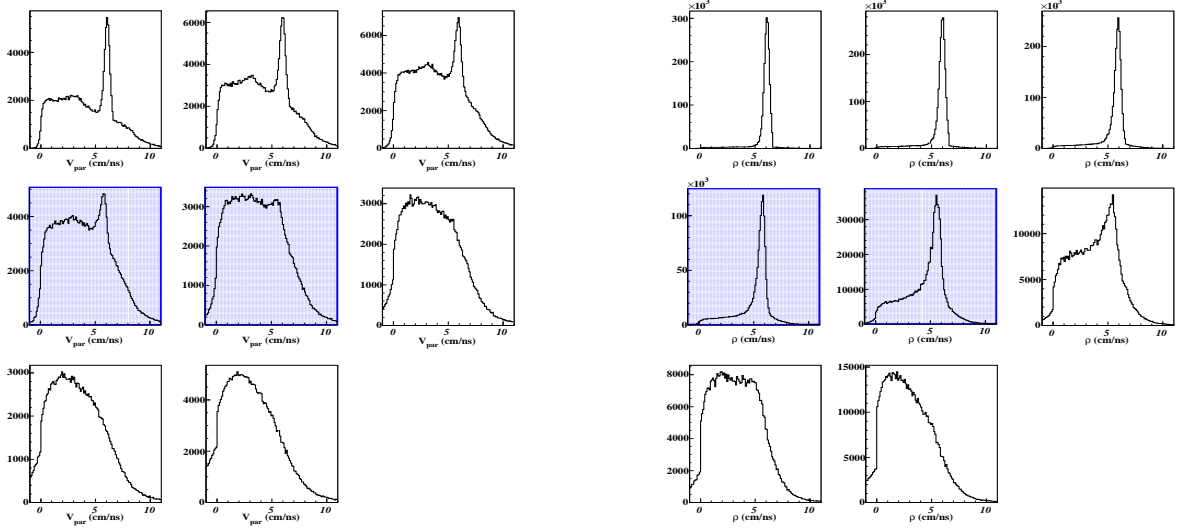


FIG. 3.23 – À gauche, la distribution en vitesse des particules chargées dans le centre de masse pour le système Au+Au à 80 MeV/u. À droite la densité de charge associée. La fission est reconstruite, les événements sont triés par Et_{RED} et sélectionnés par $K_{asym} \geq 0$.

Malgré la sélection $K_{asym} \geq 0$, force est de constater que les fragments situés à mi-rapacité sont toujours présents, y compris dans la zone de transition. Toutefois, la densité de charge obtenue (figure 3.24(Gauche)) souligne le fait que les particules formées près du centre de masse sont beaucoup moins lourdes que celles qui se trouvent à une vitesse proche du QP. Cette observation peut être confirmée en traçant les corrélations entre la charge et la vitesse des *IMFs* comme sur la figure 3.24(Droite). Sur ces spectres, on peut constater que les fragments lourds, qui entrent dans la branche "résidu" du signal de bimodalité ont de grandes vitesses dans le centre de masse. Les particules légères et certains fragments légers ont une gamme de vitesses très large.

Pour avoir une idée plus précise, on peut distinguer, sur la figure 3.25, les fragments appartenant à la branche "liquide" ($Asym > 0.7$) de ceux appartenant à la branche "gaz" ($Asym < 0.3$). On constate que les fragments les plus lourds, comme l'on peut s'y attendre, ne proviennent pas de la mi-rapacité mais bien du quasi-projectile. Quant à la branche "gaz", lorsque l'on observe la bimodalité, la majorité de ses fragments de masse intermédiaire sont bien situés à des vitesses proches de celles du quasi-projectile. Par contre, il existe une contamination qui perdure malgré l'élimination des événements dynamiques, notamment pour les zones se trouvant après la transition, lorsque le système est en phase gaz. Ceci est normal puisque la centralité de la collision commence à devenir importante. On ne peut donc, à proprement parler, affirmer que l'on étudie la désintégration d'un QP puisque de nombreux fragments proviennent en fait de collisions centrales.

Afin de clarifier la situation, pour les fragments de la branche "gaz", nous allons effectuer deux études distinctes.

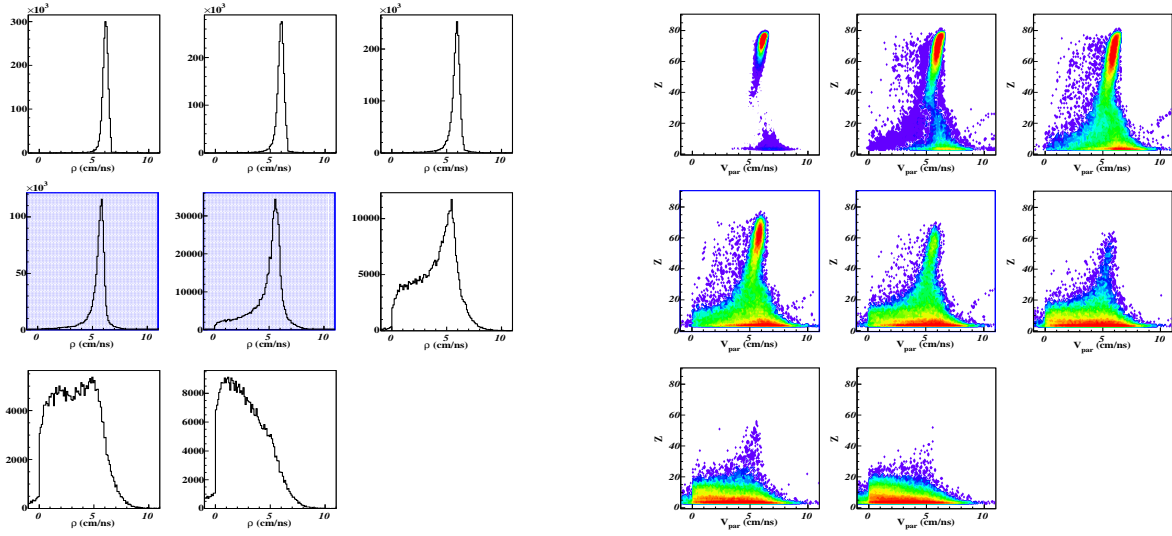


FIG. 3.24 – A gauche : densité de charge des fragments ($Z > 2$) dans le centre de masse projetée selon l'axe du faisceau. AuAu 80 MeV/u, fission reconstruite. À droite : la corrélation entre la charge et la vitesse des fragments.

- Dans les données analysées plus haut, on ne sélectionnera que les événements pour lesquels la vitesse de la source est élevée. Ceci a pour but l'élimination des sources dont la reconstruction a été contaminée par nombre de fragments à mi-rapacité, conduisant ainsi à des vitesses de source trop faibles.
- On considérera des données à plus haute énergie de faisceau de manière à ce que les deux sources QT et QP soient bien séparées de façon naturelle et pour que l'émission de mi-rapacité n'influe pas les résultats.

Si l'on pose une limite inférieure à la vitesse de la source ($V_{sce} \geq 4 \text{ cm/ns}$), le signal de bimodalité perdure (figure 3.26). De plus, en traçant les densités de charge pour les événements de type "gaz", on constate qu'ils ne proviennent pas de la mi-rapacité. La bimodalité n'est pas créée par ces fragments mais bien par la cassure du quasi-projectile.

Si l'on augmente l'énergie de bombardement, on considérera les données Au+Au à 150 MeV/u, les sources QP et QT étant très séparées, la mi-rapacité devrait être peu contaminante pour notre étude. La bimodalité est toujours visible à cette énergie (§3.2.2), bien qu'elle soit altérée par des effets de détection, comme nous l'avons mentionné. Si l'on se reporte à la figure 3.27, qui représente la densité de charge pour la branche "liquide" comme la branche "gaz", dans les données Au+Au à 150 MeV/u, on constate, comme attendu, que pour l'une ou l'autre de ces familles, les fragments ne proviennent pas de la mi-rapacité.

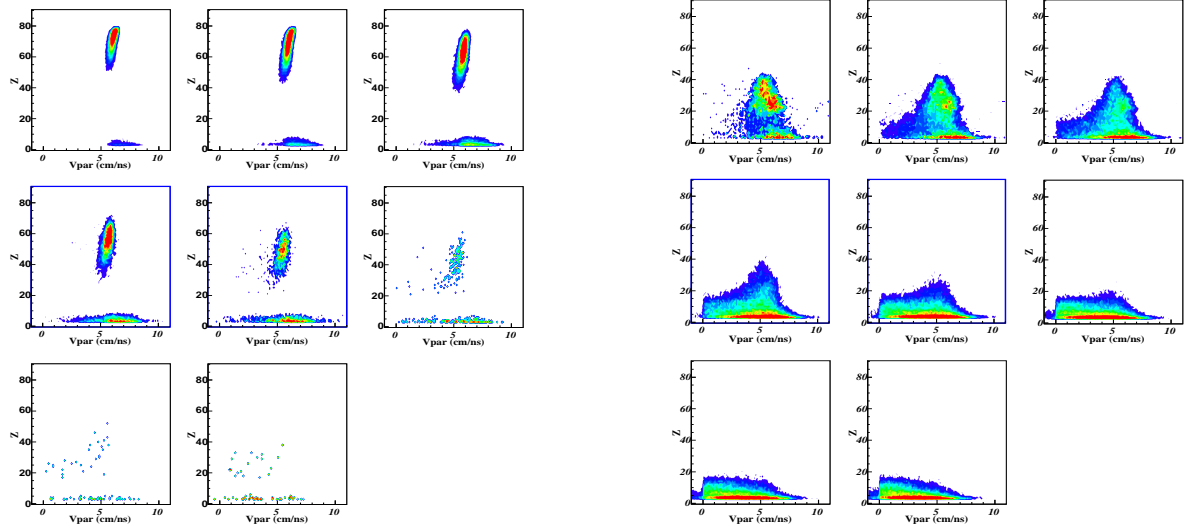


FIG. 3.25 – Corrélations entre la charge et la vitesse des fragments pour les événements sélectionnés $K_{asym} \geq 0$. À gauche : $Asym > 0.7$; À droite : $Asym < 0.3$.

La bimodalité est visible sur différents systèmes et pour de nombreuses énergies incidentes. Les fragments qui la constituent ne proviennent pas de la mi-rapidité. Si l'on associe à ce constat le fait que sa visualisation est d'autant plus claire que les effets dynamiques sont atténués, on peut relier la bimodalité à la désexcitation du quasi-projectile conditionnée par l'énergie d'excitation de la source.

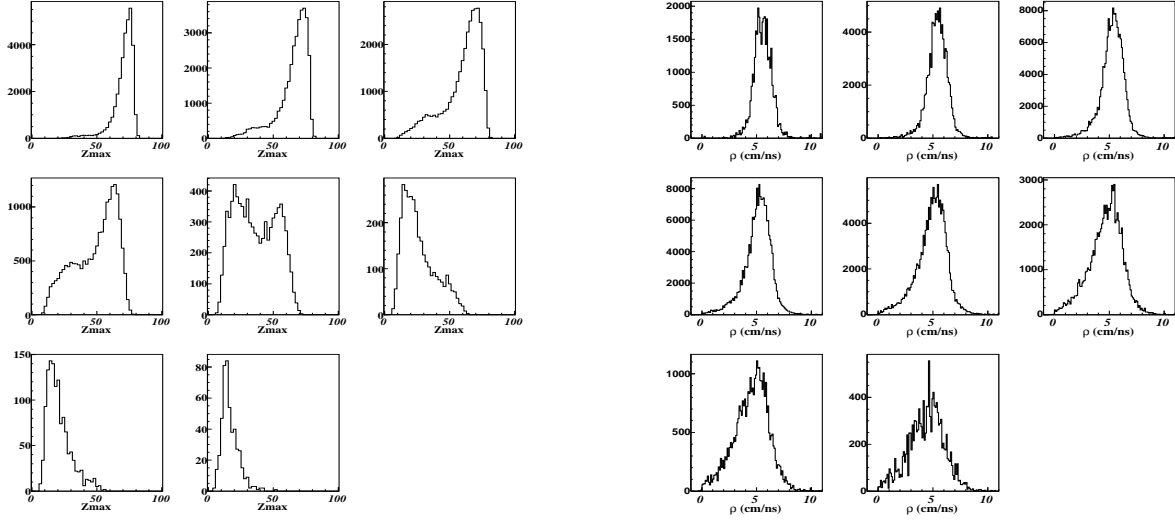


FIG. 3.26 – À gauche, la bimodalité en Z_{max} , pour les données Au+Au à 80 MeV/u, sélectionnées $K_{asym} \geq 0$, mais avec une vitesse de source telle que $V_{sce} \geq 4 \text{ cm/ns}$ dans le centre de masse. À droite, la densité de charge pour les fragments de la branche gaz $Asym < 0.3$.

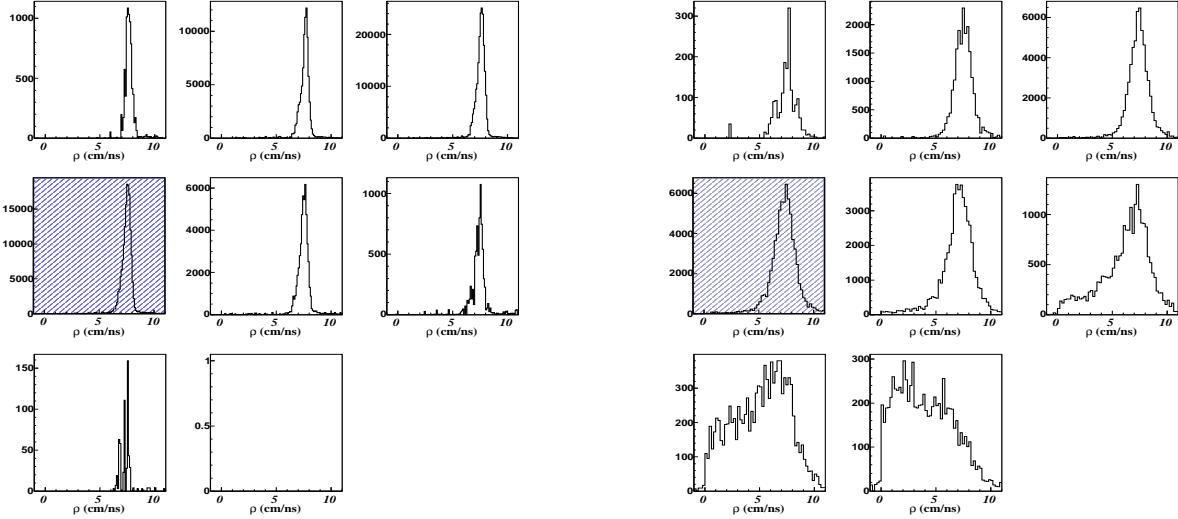


FIG. 3.27 – Représentation de la densité de charge pour les collisions Au+Au à 150 MeV/u. À gauche, les événements appartenant à la branche liquide ($Asym > 0.7$). À droite, les événements appartenant à la branche gaz ($Asym < 0.3$). Le cadre bleu représente la tranche de Et_{RED} dans laquelle se passe la bimodalité.

3.3.2 Le rôle de l'énergie d'excitation

Il semble raisonnable d'associer la bimodalité à la désexcitation d'une source QP relativement bien identifiée. On déterminera son énergie d'excitation avec la méthode de calorimétrie présentée dans le paragraphe §3.1.1. Dans l'hypothèse d'une décroissance statistique, si le quasi-projectile possède une faible énergie d'excitation, on observera un résidu d'évaporation. À l'inverse, si le système a une énergie d'excitation conséquente, il produira une multitude de "fragments". On peut vérifier si l'une et l'autre des branches de la bimodalité sont bien associées à des énergies d'excitation différentes.

On sépare alors les deux familles d'événements à l'aide de leur asymétrie. Sur la figure 3.28, la bimodalité se passe entre la quatrième et la cinquième zone d'énergie transverse. On constate que la branche "gaz", sélectionnée par $Asym < 0.3$ MeV/u, correspond à une énergie d'excitation moyenne de 8 MeV/u, et la branche "liquide", sélectionnée par $Asym > 0.7$, à une valeur moyenne de $E^* \simeq 3$ MeV/u. Ce résultat déjà observé expérimentalement dans la référence [63], correspond qualitativement aux prévisions d'un modèle de gaz sur réseau à la température de transition.

Sur la figure 3.29, on constate qu'après une coupure en vitesse de source, la largeur, et la valeur moyenne de la distribution de E^* associée à la branche gaz diminuent de façon visible. En fait, les valeurs très élevées $E^* \geq 10$ MeV/u de l'énergie d'excitation sont atteintes pour des zones où il est plus difficile de séparer les deux sources (QT, QP) et pour lesquelles, les fragments pris en compte dans la calorimétrie ne sont pas toujours associés à la désexcitation du quasi-projectile. On reviendra sur cette observation plus en détail dans le chapitre 4. Dans la suite de ce manuscrit, nous allons considérer plus en détail l'importance de l'énergie d'excitation dans la désintégration du quasi-projectile.

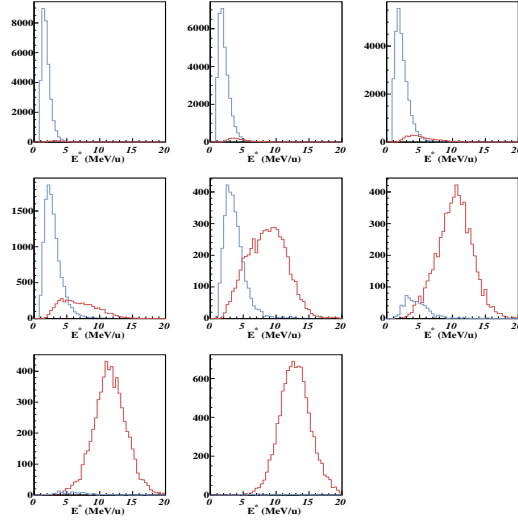


FIG. 3.28 – Séparation des énergies d’excitation, pour chaque branche, sélectionnées par la variable d’asymétrie ($asym < 0.3$: branche ”gaz“ (rouge) , $asym > 0.7$: branche résidu (bleu)). Les événements sont sélectionnés par $K_{asym} \geq 0$.

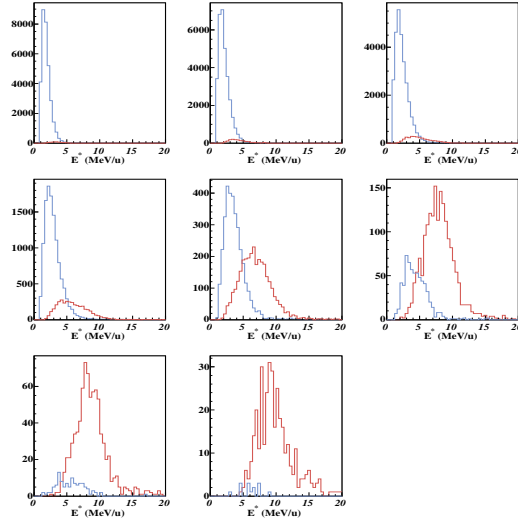


FIG. 3.29 – Séparation des énergies d’excitation, pour chaque branche, sélectionnées par la variable d’asymétrie ($asym < 0.3$: branche ”gaz“ (rouge) , $asym > 0.7$: branche résidu (bleu)). Les événements sont sélectionnés par $K_{asym} \geq 0$ couplée à une limitation en vitesse de la source.

3.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons mis en place une méthode d'analyse expérimentale qui a permis, en triant selon la violence de la collision, de mettre en évidence deux modes de désexcitation du quasi-projectile. Cette observation est indépendante du tri et de la sélection effectués. Elle est visible pour les deux systèmes symétriques Au+Au et Xe+Sn et ce à différentes énergies incidentes. Cette bimodalité est caractérisée par la présence, dans des collisions à une dissipation donnée, de deux régimes différents de "fragmentation". Pour une dissipation donnée, dans un cas, on observe la présence d'un fragment lourd accompagné de particules légères, et dans l'autre plusieurs fragments légers. Le caractère bimodal peut être vu directement sur la distribution du fragment le plus lourd Z_{max} si les événements les plus dynamiques sont éliminés. Elle n'est pas créée par la mi-rapidité, mais semble correspondre à deux cassures différentes de la source QP en fonction de l'énergie d'excitation déposée lors de la réaction. Ces indications semblent nous confirmer que nous sommes en présence d'un signal de transition de phase, pour lequel, Z_{max} est le paramètre d'ordre, et l'énergie d'excitation est la grandeur pertinente qui définit l'état du système. C'est ce que nous tenterons de confirmer dans le chapitre suivant.

4

La bimodalité : une approche statistique

Dans le chapitre précédent, nous avons mis en évidence que la taille du plus gros fragment Z_{max} présente une distribution bimodale qui reflète la présence de deux familles d'événements qu'il est possible d'attribuer respectivement à la phase "liquide" et "gaz" de la matière nucléaire. Ces deux régimes, pour une même source QP, correspondent à des énergies d'excitations différentes. Il apparaît alors que la bimodalité en Z_{max} est liée à une bimodalité en E^* . On comprend cette observation dans le cadre d'un modèle thermique avec transition de phase à l'équilibre. En effet, dans le cadre de l'ensemble canonique, la convexité de l'entropie ($S = \log(W)$), responsable de la transition de phase, est équivalente au caractère bimodal de l'énergie d'excitation.

Nous allons, dans ce chapitre, nous intéresser à la corrélation entre l'énergie d'excitation et la taille du plus lourd fragment produit. Pour mener cette analyse, il importe que les corrélations entre le Z_{max} associé à la source et son énergie d'excitation soient déterminées de façon claire. Ceci implique de connaître parfaitement l'une et l'autre de ces quantités. Les critères de complétude et la fiabilité du détecteur laissent penser que Z_{max} est très bien mesuré.

Toutefois, la méthode de calorimétrie est basée sur des hypothèses à vérifier et présente des faiblesses. Dans une première partie, nous vérifierons la validité de E^* . L'énergie d'excitation est induite par la réaction, donc conditionnée par la dynamique, et dépend des sélections effectuées. Dans une seconde partie, on essaiera de s'affranchir de cet effet en utilisant une procédure de repondération. Enfin, cette méthode nous permettra de comparer l'expérience avec la théorie en se raccordant à l'ensemble canonique.

4.1 La distribution d'énergie d'excitation

Dans cette partie, nous étudierons la distribution d'énergie d'excitation obtenue pour les données Au+Au à 80 MeV/u afin de déterminer un domaine de validité pour E^* . Les deux principales erreurs sur la détermination de l'énergie d'excitation sont :

- sur les faibles valeurs de E^* , dans les collisions peu violentes.
Dans ce cas, les fragments appartenant au QP sont bien identifiés, et la vitesse du quasi-projectile bien déterminée. Par contre, il y a peu de particules légères produites à l'avant de la source (0, une, ou 2). Doubler leur contribution entraîne des discontinuités.
Elles sont visibles, par exemple, dans la corrélation entre énergie d'excitation (E^*) et énergie transverse des particules légères (figure 4.1). L'énergie transverse étant une quantité bien mesurée, il est clair que ces artefacts viennent de la méthode de calcul de l'énergie d'excitation.
- sur les grandes valeurs de E^* , atteintes pour des dissipations importantes.
Dans ce cas, le QT et le QP sont moins séparés, et dans le cas extrême, l'hypothèse de deux corps distincts est sans fondement. Si des fragments de la QT sont attribués à tort dans la reconstruction du quasi-projectile, on commet une erreur sur la vitesse de la source qui sera trop faible, et, de fait, sur le nombre des particules légères situées à l'avant du QP. La calorimétrie sera donc faussée par l'attribution de fragments n'appartenant pas à la source mais aussi par une contribution surestimée des particules légères, encore accentuée par leur doublement.
Cette contamination est visible sur la figure 4.2, après élimination des événements les plus dynamiques. Cette représentation met en évidence deux familles d'événements : la partie gauche ($E^* < 8$ MeV/u) de la courbe qui suit une décroissance continue et la partie droite ($E^* \geq 8$ MeV/u) qui présente une remontée ("bosse") étrange qui semble indiquer la présence d'une autre famille d'événements.

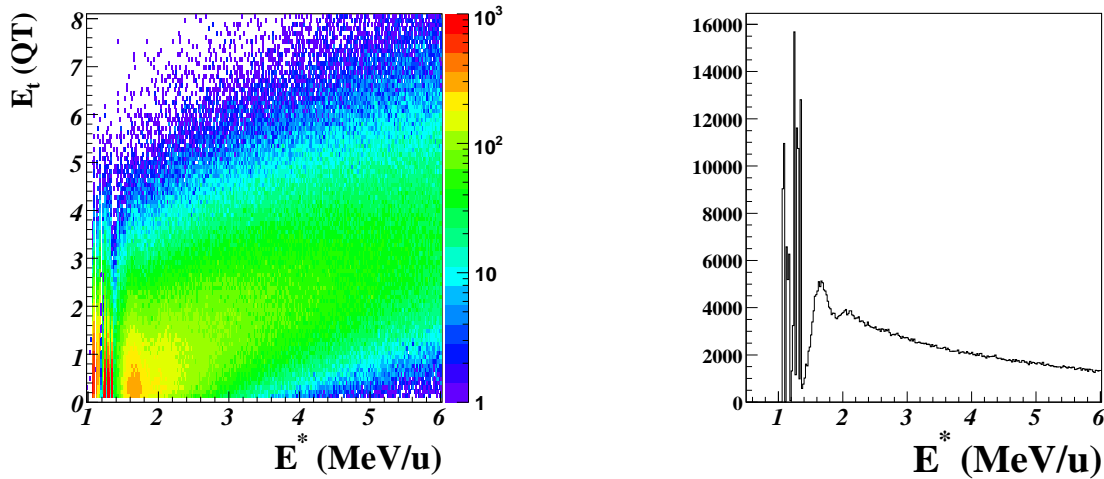


FIG. 4.1 – Données Au+Au à 80 MeV/u. À gauche : la corrélation entre l'énergie transverse $E_t(QP)$ et l'énergie d'excitation E^* , et à droite, la projection sur l'axe des abscisses.

Pour s'affranchir des discontinuités observées dans la partie inférieure de la distribution d'énergie d'excitation, reflet du doublement des LCPs, on peut ne conserver que les

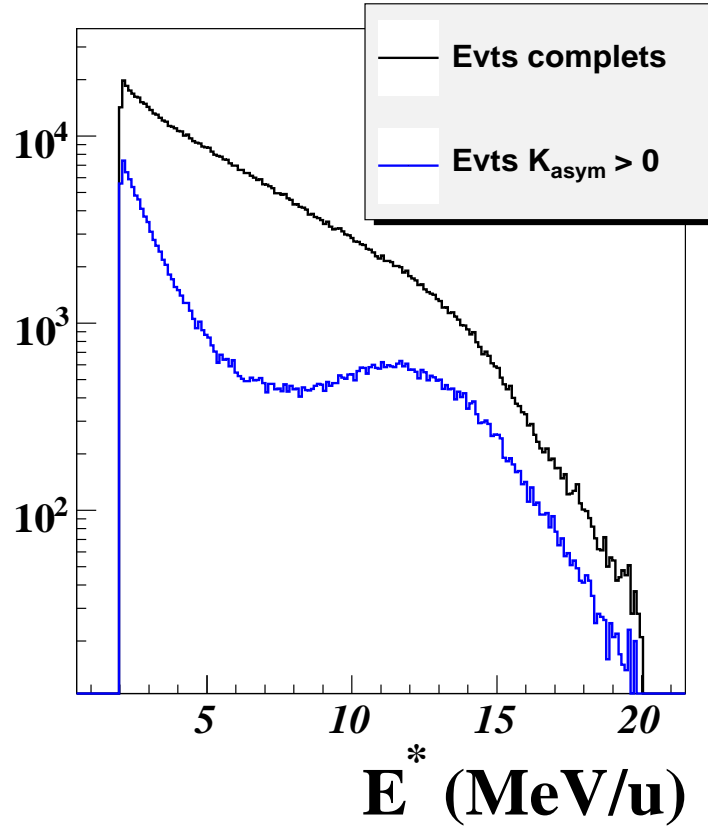


FIG. 4.2 – Distribution d'énergie d'excitation pour les événements complets et les événements complets sélectionnés par $K_{asym} \geq 0$. L'énergie d'excitation étant coupée à 2 MeV/u.

événements ayant un nombre suffisant de particules légères émises à l'avant de la source. On place alors implicitement une limite inférieure de validité pour E^* .

Nombre Minimum de LCPs à l'avant de la source	Limite inférieure de l'énergie d'excitation
1	1.5 MeV/u
2	2 MeV/u

Pour les énergies d'excitation élevées, on doit régler le problème de la séparation entre le quasi-projectile et la source. Pour cela, considérons la figure 4.3. On peut constater que le quasi-projectile et la quasi-cible sont bien visibles et nettement séparés, jusqu'aux zones 6-7 où leur distinction devient difficile. On peut alors placer une coupure sur l'énergie transverse au-delà de laquelle la reconstruction de la source n'est plus efficace. Nous tracerons alors la distribution d'énergie d'excitation pour les événements situés dans les zones 1 à 5, soit pour $Et_{RED} < 0.28$.

Un mélange, entre les fragments de masses intermédiaires (IMFs pour Intermediate Mass Fragments) provenant de la cible, et ceux du projectile, implique directement une erreur sur la vitesse du quasi-projectile. On peut constater sur la figure 4.4, que la sélection $K_{asym} \geq 0$ fait apparaître deux familles d'événements délimités par ($V_{sce} = 4 \text{ cm/ns}$) que l'on est tenté de rapprocher de celles visibles sur E^* . Une coupure sur la vitesse de source parallèle à l'axe du faisceau telle que : $V_{sce} > 4 \text{ cm/ns}$ permettrait de ne conserver que les objets assez rapides pour être compatible avec des quasi-projectiles non pollués. On a déjà constaté dans le paragraphe §3.3.1 qu'une telle coupure en vitesse éliminait fortement la contribution à mi-rapacité sans toutefois dégrader le signal de bimodalité.

On notera une faible proportion d'événements pour lesquels la source a une vitesse négative dans le centre de masse, bien qu'elle soit construite avec les particules situées à l'avant de l'ellipsoïde. Dans ce cas, l'ellipsoïde a significativement tourné ($\Theta_{flot} \geq 80$). Il se peut que des fragments situés à l'arrière du centre de masse interviennent lourdement dans sa reconstruction, produisant ces vitesses négatives. Pour ces événements, la reconstruction de la source QP n'a bien entendu pas de sens.

Voyons à présent l'effet des coupures précédentes sur l'énergie d'excitation. Sur la figure 4.5, on voit que la sélection en énergie transverse réduite, comme la coupure en vitesse, ont un effet similaire qui atténue fortement la "bosse" parasite. On peut déduire de ces observations que cette remontée est bien liée à un mélange entre 2 types d'événements. Pour des énergies d'excitation supérieure à $E^* \geq 7 \text{ MeV/u}$, certaines sources sont bien reconstruites avec des particules provenant de la désexcitation d'un QP, mais d'autres amalgament des particules d'origines diverses. Il est difficile de quantifier la proportion d'événements valides de ceux qui mélangent plusieurs provenances. On limitera donc l'énergie d'excitation par une coupure directe à $E^* \leq 7 \text{ MeV/u}$ là où la distribution est indépendante de la méthode utilisée.

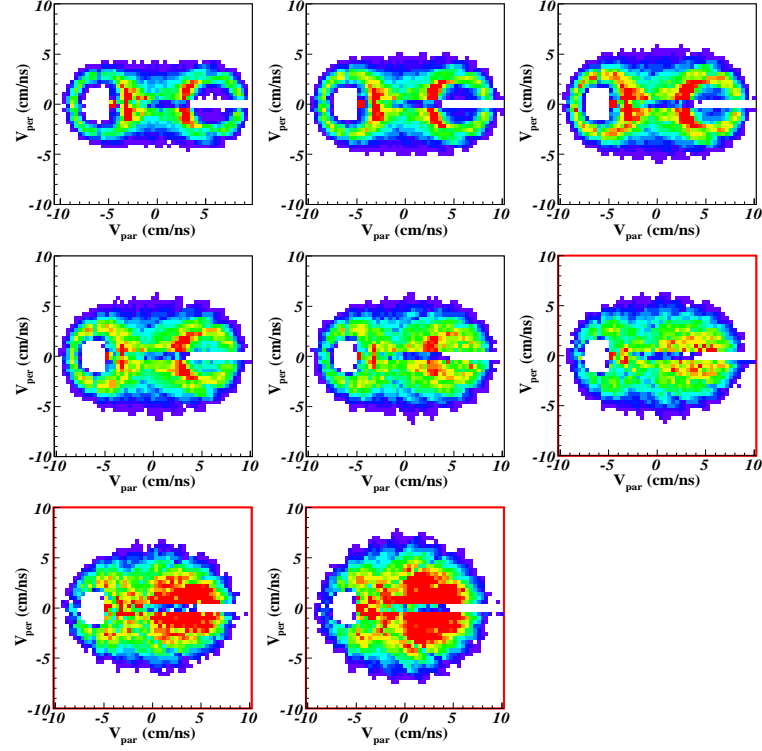


FIG. 4.3 – Projections des vitesses des particules alpha pour les événements les moins dynamiques ($K_{asym} \geq 0$). Chaque encart représente une bande en énergie transverse réduite.

Dans la suite, nous appliquerons donc les critères de sélection présentés dans la partie 3.2 (Z_{max} émis à l'arrière ou $K_{asym} \geq 0$) afin d'éliminer les événements les plus soumis à la dynamique de la collision. Pour le système considéré ici (Au+Au à 80 MeV/u), on aura une gamme valide d'énergie d'excitation qui commence à 2 MeV/u, lorsqu'au moins 2 LCPs sont à l'avant de la source, et finit à 7 MeV/u, lorsque la reconstruction de la source QP commence à être biaisée par des fragments d'une autre origine.

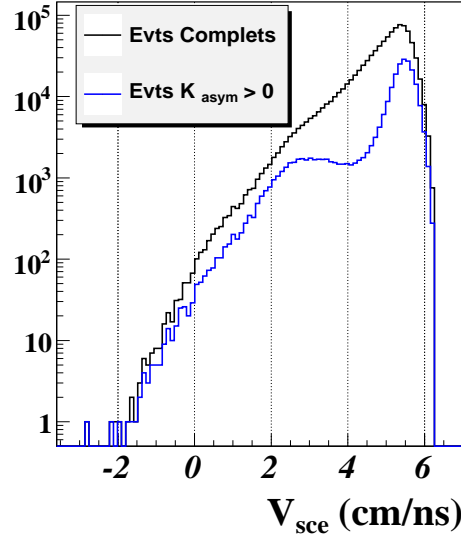


FIG. 4.4 – Vitesse de la source reconstruite à partir des fragments projetée sur l'axe z dans le centre de masse, avant et après la sélection $K_{asym} \geq 0$.

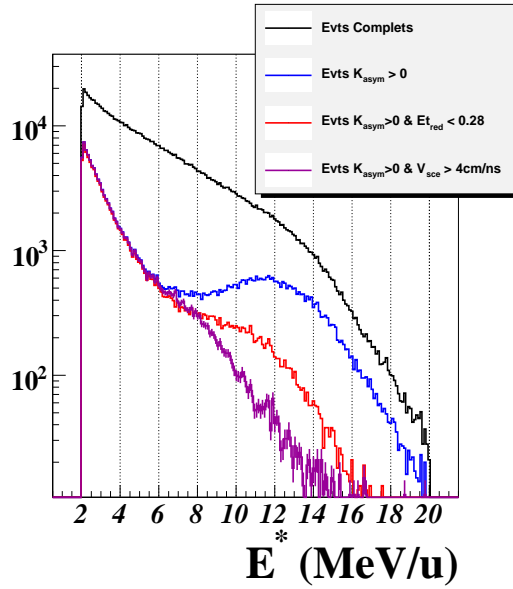


FIG. 4.5 – Représentation de l'énergie d'excitation soumise à différentes sélections. En bleu, seuls les événements les plus dynamiques sont éliminés. En rouge, on rajoute une énergie transverse limite de $Et_{RED} < 0.28$. En mauve, les événements conservés après élimination de la dynamique sont soumis au critère de vitesse tel que : $VQP_z > 4cm/ns$ dans le centre de masse.

4.2 Vers une gamme d'énergie d'excitation indépendante de la réaction

Comme mentionné dans l'introduction de ce chapitre, la repondération de l'énergie d'excitation (pour obtenir une distribution plate) permettra, d'un point de vue expérimental, de s'affranchir des effets de section efficace de réaction et des biais introduits par les sélections. La zone de coexistence pourra être explorée indépendamment des contraintes expérimentales, toutes les dissipations étant equiprobables. Les deux branches de la bimodalité seront donc suffisamment peuplées et pourront être comparées d'une énergie incidente à une autre. Nous appliquerons cette méthode sur la plage valide d'énergie d'excitation : $2 \text{ MeV/u} \leq E^* \leq 7 \text{ MeV/u}$.

4.2.1 Observation du signal de bimodalité

Nota : Les résultats présentés ici, sont issus des données sélectionnées avec Z_{max} émis à l'arrière. On a déjà montré une similitude vis à vis de la bimodalité entre cette sélection et $K_{asym} \geq 0$. Nous avons vérifié qu'elles donnent aussi des résultats semblables vis à vis de l'approche menée ici. La sélection sur Z_{max} a été choisie subjectivement de manière à avoir la meilleure visualisation de la bimodalité pour agrémenter notre exposé. Toutefois, les résultats obtenus par $K_{asym} \geq 0$ sont portés en Annexe.

Sur la plage d'énergie d'excitation considérée comme valide, l'application de la méthode de repondération mène aux résultats observés sur les figures 4.6 et 4.7. Sur ces figures, on constate que pour les événements statistiques sélectionnés, les fortes dissipations, correspondant aux énergies d'excitation élevées, associées à la branche gaz $Z_{max} \sim 20$, sont statistiquement défavorisées. La repondération permet de s'affranchir de cet effet et de fait, la bimodalité apparaît beaucoup plus marquée.

Après la sélection d'une source "équilibrée" et l'application de la méthode de "repondération", nous sommes en présence d'un signal de bimodalité extrêmement clair (figure 4.7) qui provient bien de la cassure du quasi-projectile (§3.2). Il semble alors tout à fait justifiable de parler de Z_{max} en terme de paramètre d'ordre et de préciser que l'information sur la source et sa désintégration est portée par l'énergie d'excitation.

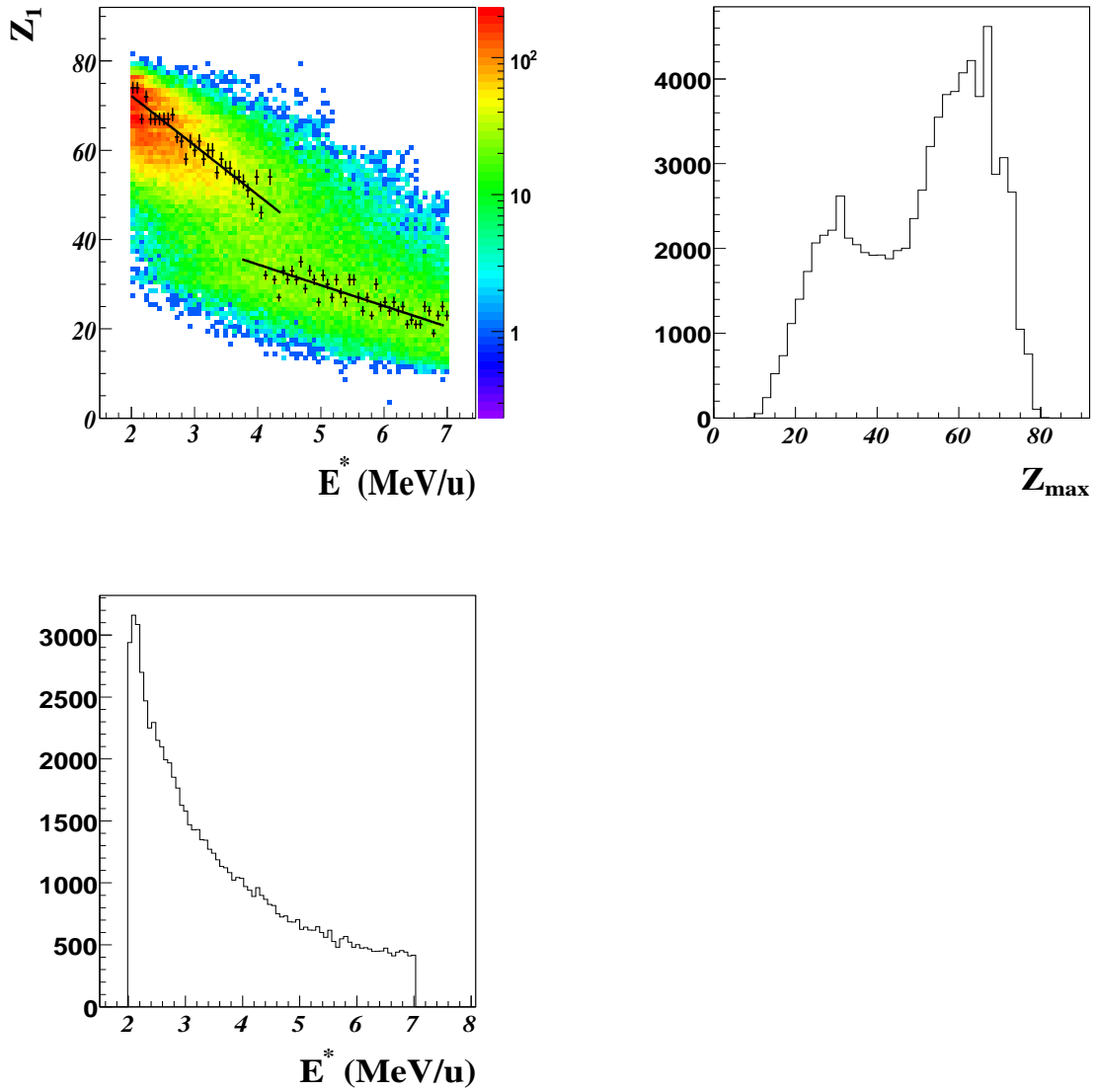


FIG. 4.6 – Données Au+Au à 80 MeV/u pour les événements les moins dynamiques (Z_{\max} émis à l'arrière). Sont représentées : la corrélation entre E^* et Z_{\max} , et les projections associées.

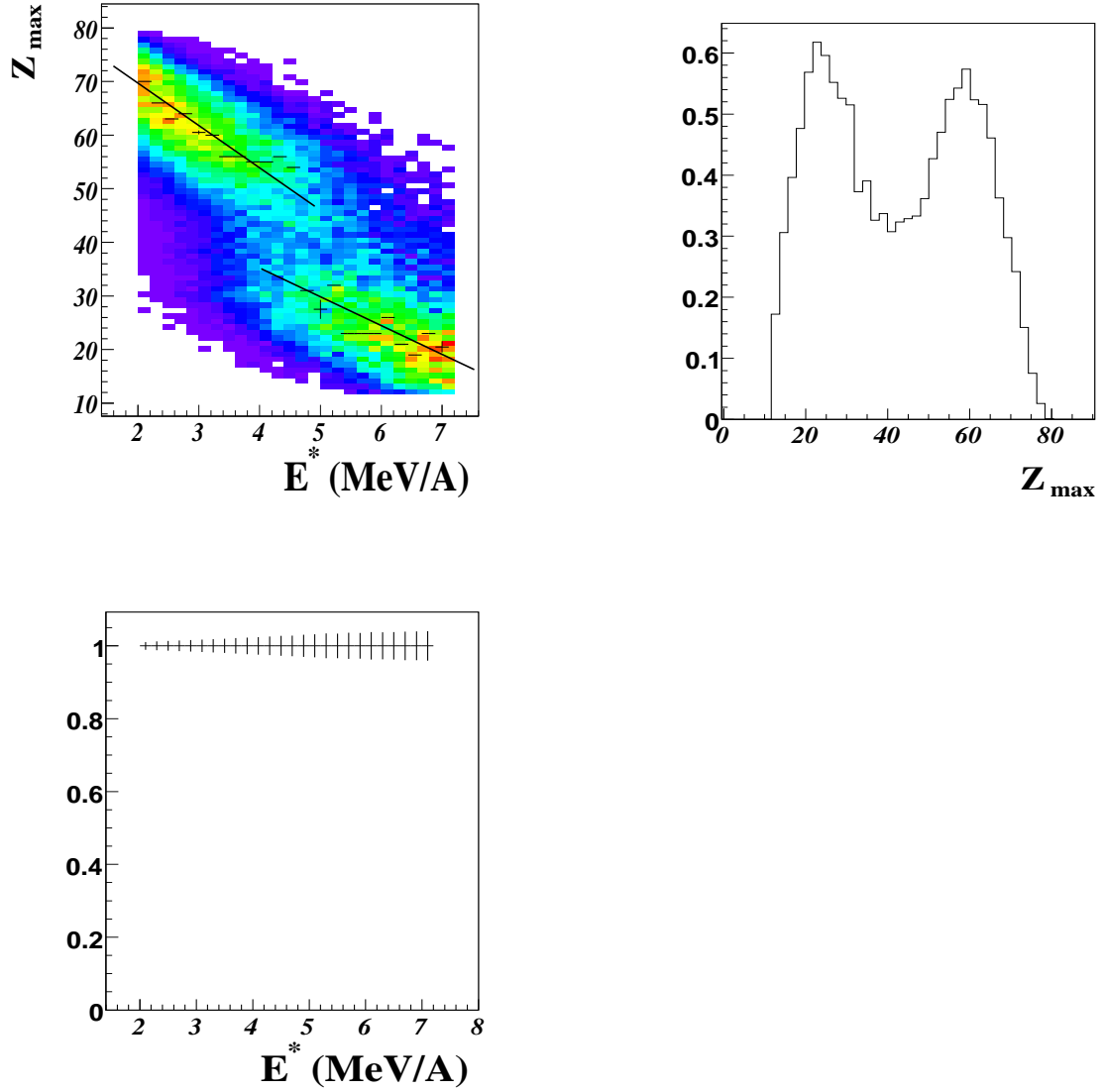


FIG. 4.7 – Données Au+Au à 80 MeV/u pour les événements les moins dynamiques (Z_{\max} émis à l'arrière). Sont représentées : la corrélation entre E^* et Z_{\max} , et les projections associées, une fois la repondération de l'énergie d'excitation effectuée.

4.2.2 Un approfondissement : la comparaison à toutes énergies incidentes

Cette partie aura pour objectif l'étude des corrélations entre Z_{max} et l'énergie d'excitation obtenue par calorimétrie sur son domaine de validité, quelle que soit l'énergie incidente. En effet, la sélection visant à éliminer les événements les plus dynamiques couplée à la procédure de repondération doit permettre de s'affranchir totalement de la voie d'entrée. Si Z_{max} est complètement déterminé par l'énergie d'excitation, le fait de prendre une gamme commune équiprobable de E^* pour toutes les énergies incidentes devrait conduire à des distributions de Z_{max} qui se superposent.

C'est dans cette optique que nous allons comparer le système Au+Au de 60 à 100 MeV/u. À plus haute énergie, les protons ne sont plus détectés correctement par INDRA car leur parcours est suffisant pour traverser les cristaux de CsI. La calorimétrie en est donc fortement perturbée. À plus basse énergie, le quasi-projectile et la quasi-cible sont très proches, il est alors difficile de définir clairement la source QP.

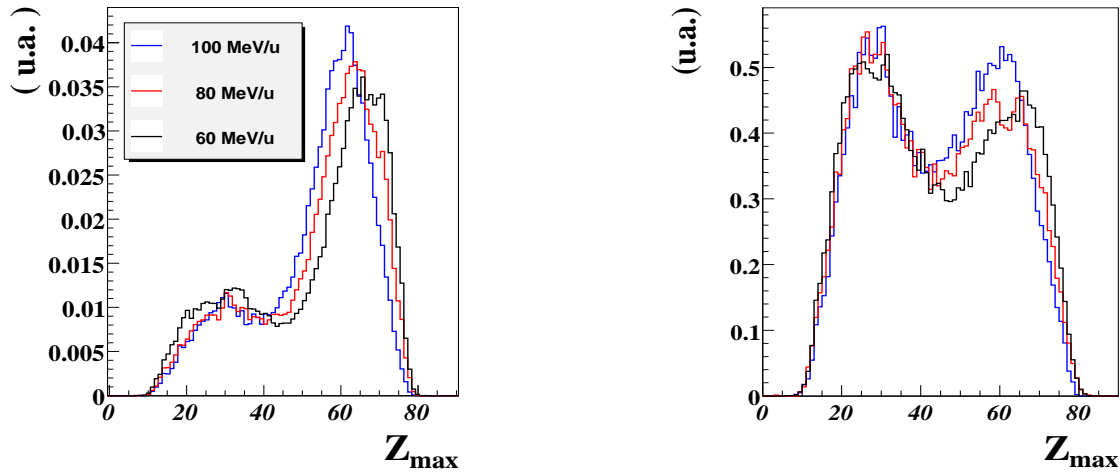


FIG. 4.8 – Superposition des distributions de Z_{max} pour les 3 énergies de faisceau Au+Au 60, 80, 100 MeV/u. Les figures de gauche et de droite correspondent respectivement aux distributions avant et après repondération.

On constate, après repondération, que la branche “résidu” reste sensible, comme précédemment (§3.2.2), à des effets de détection d’INDRA pour les collisions très périphériques (grandes valeurs de Z_{max}). Malgré la repondération, les distributions ne sont pas superposables (figure 4.8). On ne peut pas pour autant en déduire que la taille du plus gros fragment n’est pas conditionnée par l’énergie d’excitation. En effet, la taille du fragment le plus lourd dépend du mécanisme de production, soit, dans le cadre d’une émission statistique, de l’énergie d’excitation disponible, mais aussi de la taille de la source.

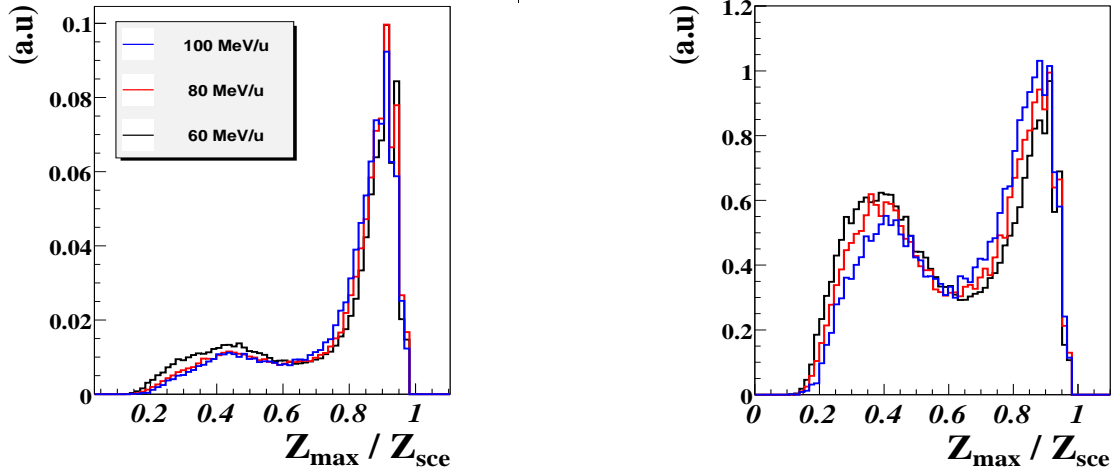


FIG. 4.9 – Superposition des distributions de la variable Z_{max} normalisée à la taille de source pour les 3 énergies de faisceau Au+Au 60, 80, 100 MeV/u. Les figures de gauche et de droite correspondent respectivement aux distributions avant et après repondération.

Plus l'énergie du faisceau est grande, plus le quasi-projectile détecté est de faible taille (cf. chap 3.2 figure 3.21). On peut alors normaliser Z_{max} à la charge de la source reconstruite afin de comparer les différentes énergies incidentes entre elles. La figure 4.9 confirme que les différences observées pour les différentes énergies incidentes sur la branche “résidu” correspondent à des tailles de sources variables.

Pour une source de taille donnée, la taille du plus gros fragment dépend alors principalement de l'énergie disponible dans la source et non de la voie d'entrée. Les méthodes utilisées ici ont donc permis de se rapprocher d'une source se désexcitant de manière statistique.

4.2.3 L'énergie d'excitation : une valeur déterminante bien définie

Le calcul de l'énergie d'excitation, même s'il ne fournit pas une valeur absolue indiscutable, donne une référence cohérente quel que soit le système étudié. Afin d'apprécier son caractère déterminant et sa précision, on peut observer les distributions de Z_{max} pour différents intervalles en énergie d'excitation. Pour cela, on définit des zones de 1 MeV/u, après repondération et l'on observe les distributions de Z_{max} associées.

Sur les figures 4.10 et 4.11, on voit clairement l'évolution de la source en fonction de son énergie d'excitation, la taille du plus gros fragment changeant brusquement d'allure dans une région étroite en énergie. Indépendamment de la voie d'entrée, les distributions en charge du plus gros fragment présentent les mêmes tendances pour un même intervalle de E^* . De plus, deux intervalles voisins sont associés à des distributions bien différentes

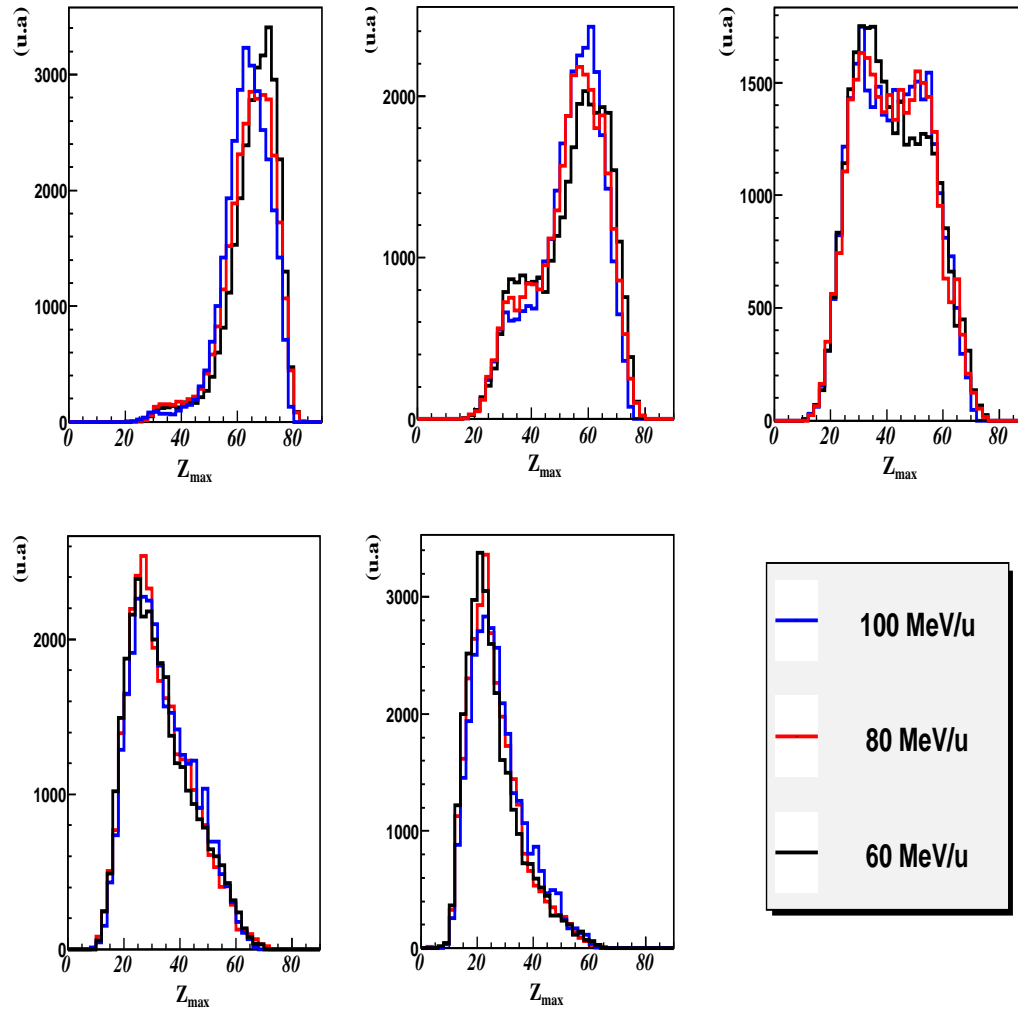


FIG. 4.10 – Distributions de Z_{max} une fois la distribution d'énergie d'excitation repondérée. Les encarts correspondent à des tranches de 1 MeV/u de E^* . Dans le sens de lecture, on passe de 2-3 MeV/u (1^{er} cadre) à 6-7 MeV/u (5^{ème} cadre).

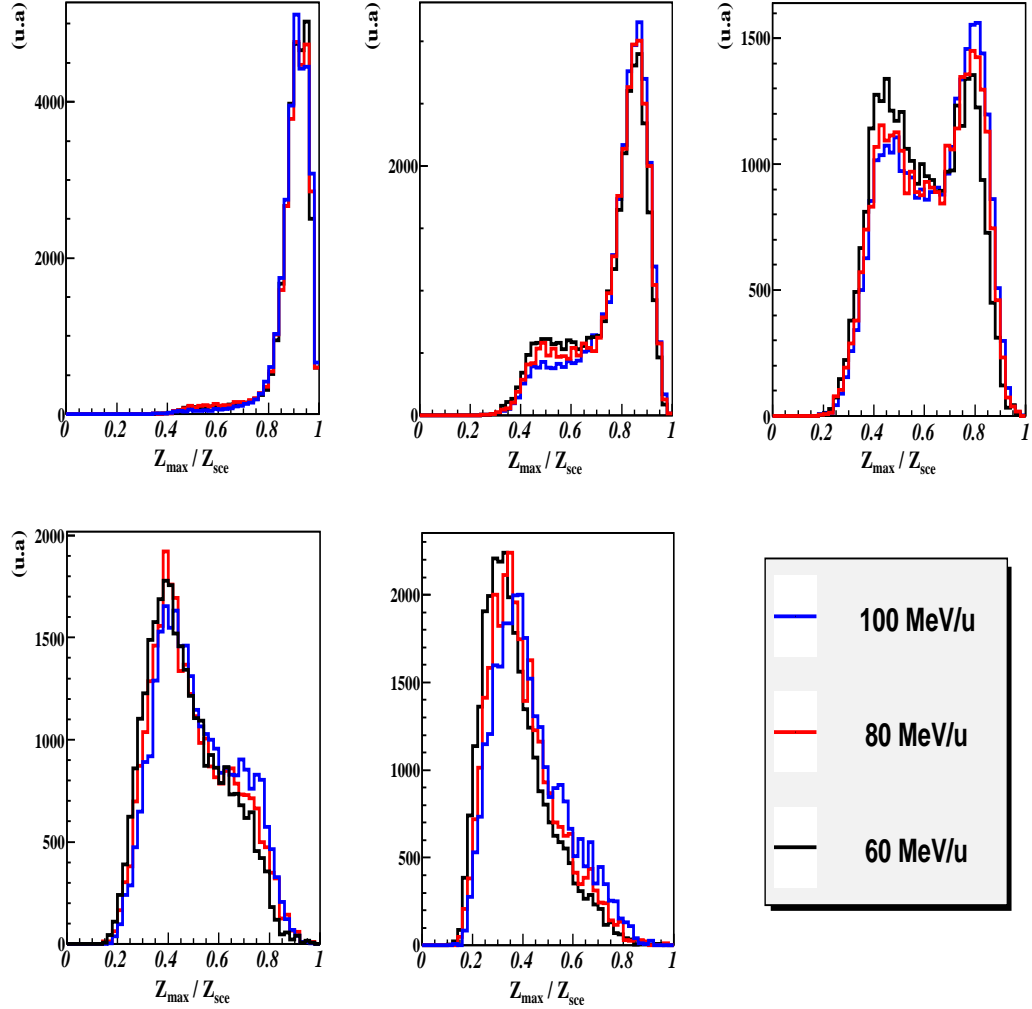


FIG. 4.11 – Distributions de Z_{\max}/Z_{sce} une fois la distribution d'énergie d'excitation repondérée. Les encarts correspondent à des tranches de 1 MeV/u de E^* . Dans le sens de lecture, on passe de 2-3 MeV/u (1^{er} cadre) à 6-7 MeV/u (5^{ème} cadre).

de Z_{max} .

L'ensemble des représentations précédentes est une forte indication que l'énergie d'excitation déterminée par calorimétrie est pertinente et constitue une référence pour le comportement de Z_{max} . Par conséquent, elle permet de caractériser efficacement l'état d'une source. En effet, la valeur obtenue est indépendante de la voie d'entrée, de plus, deux énergies voisines (de l'ordre de 1 MeV/u) sont associées à des caractéristiques très bien différenciables sur la taille du plus gros fragment.

4.2.4 Comparaison avec un modèle statistique : SMM

En utilisant des sélections appropriées et une méthode de repondération, on dispose à présent d'une source quasi-projectile que l'on suppose se désintégrer de manière statistique. Nous allons à présent confronter cette hypothèse aux résultats prédits par un modèle statistique, ici SMM [6]. Ce modèle ne décrit pas les premiers instants de la collision nucléaire mais la "voie de sortie", contrairement aux codes dynamiques (Elie, HIPSE...). Il décrira donc l'expansion du système, sa cassure en fragments primaires et leur déséxcitation. Il est basé sur l'hypothèse de la brisure simultanée du système à l'équilibre thermique.

Afin de reproduire les données expérimentales, on rassemblera l'ensemble des résultats prédits par SMM (QP Au : $Z_{sce} = 78$ à densité : $\rho_0/3$), de manière à avoir une distribution équiprobable, pour E^* variant de 0 à 10 MeV/u par pas de 0.1 MeV/u. La fission sera isolée et reconstruite par la sélection simple $Z_{max} * Z_{max-1} > 900$. On pourra alors comparer les données, une fois les événements dynamiques éliminés (Z_{max} à l'arrière) et l'énergie d'excitation repondérée sur sa gamme de validité (2 à 7 MeV/u), aux résultats prévus par SMM.

Les résultats obtenus sont représentés sur la figure 4.12. On constate que les distributions ne se superposent pas parfaitement, la branche "gaz" prédite par SMM est légèrement plus large que celle observée dans les données et sa valeur moyenne est un peu plus faible (~ 20 au lieu de ~ 25). De même, la branche "liquide" pour SMM est attendue autour d'une valeur moyenne un peu plus haute que celle observée dans les données (~ 65 au lieu de ~ 60). Cependant l'accord global est relativement bon.

Afin d'affiner notre comparaison, on peut séparer l'intervalle d'énergie d'excitation de 2 à 7 MeV/u en plusieurs sous ensembles de taille réduite. C'est ce qui est réalisé sur la figure 4.13, où chaque encart représente une largeur de 1 MeV/u. On constate que le comportement global de Z_{max} est bien reproduit et ce y compris pour des domaines restreints en énergie d'excitation.

On constate que la distribution de Z_{max} obtenue est conforme à celle prédite par un modèle statistique, sur la même gamme d'énergie. Tout ceci conforte l'hypothèse d'un mode de désintégration, de la source quasi-projectile, basé sur une déséxcitation thermodynamique.

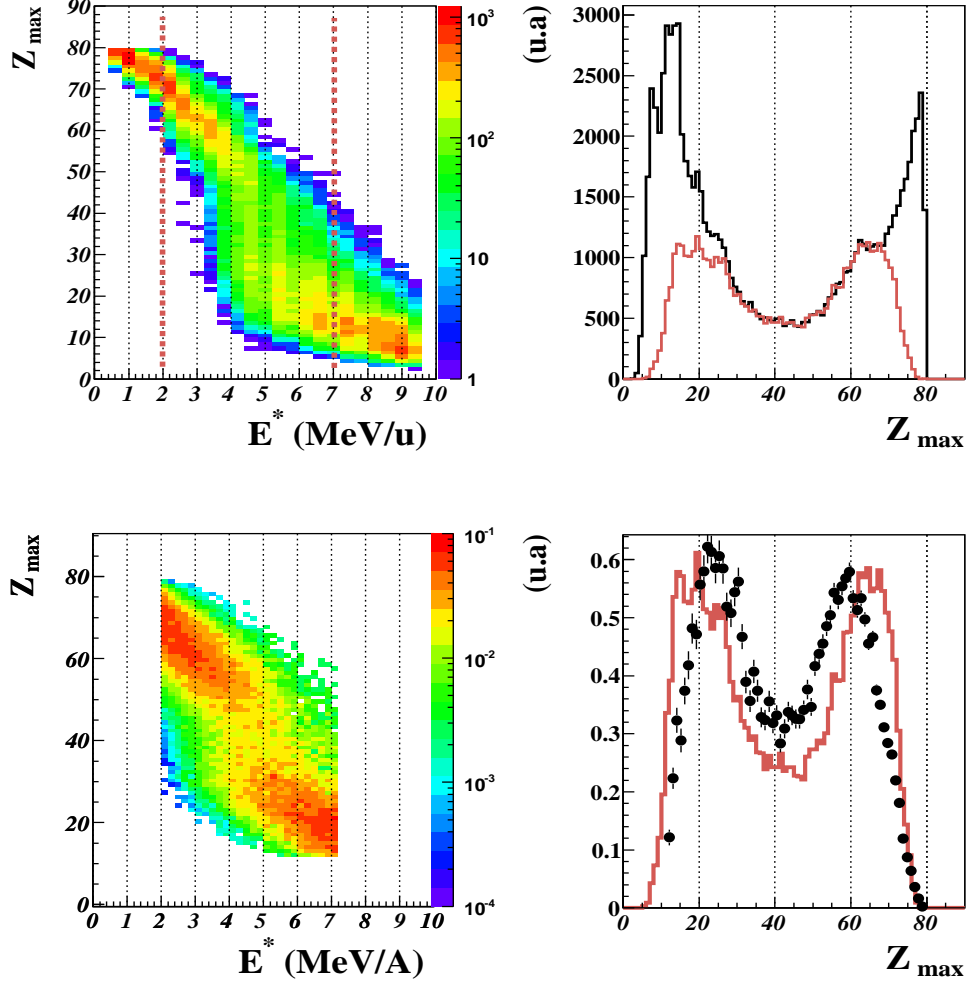


FIG. 4.12 – Comparaison des données avec SMM. En haut à gauche : la corrélation entre Z_{max} et E^* issue de SMM pour une plage d'énergie d'excitation de 0.5 à 10 MeV/u équiprobable. En haut à droite : la projection Z_{max} prédite par SMM, en noir $E^* \in [0.5, 10]$, en rose $E^* \in [2, 7]$. En bas à gauche : la corrélation entre Z_{max} et E^* pour les données Au+Au à 80 MeV/u de 2 à 7 MeV/u (distribution plate) et en bas à droite, la projection Z_{max} associée, en noir pour les données en rose pour SMM.

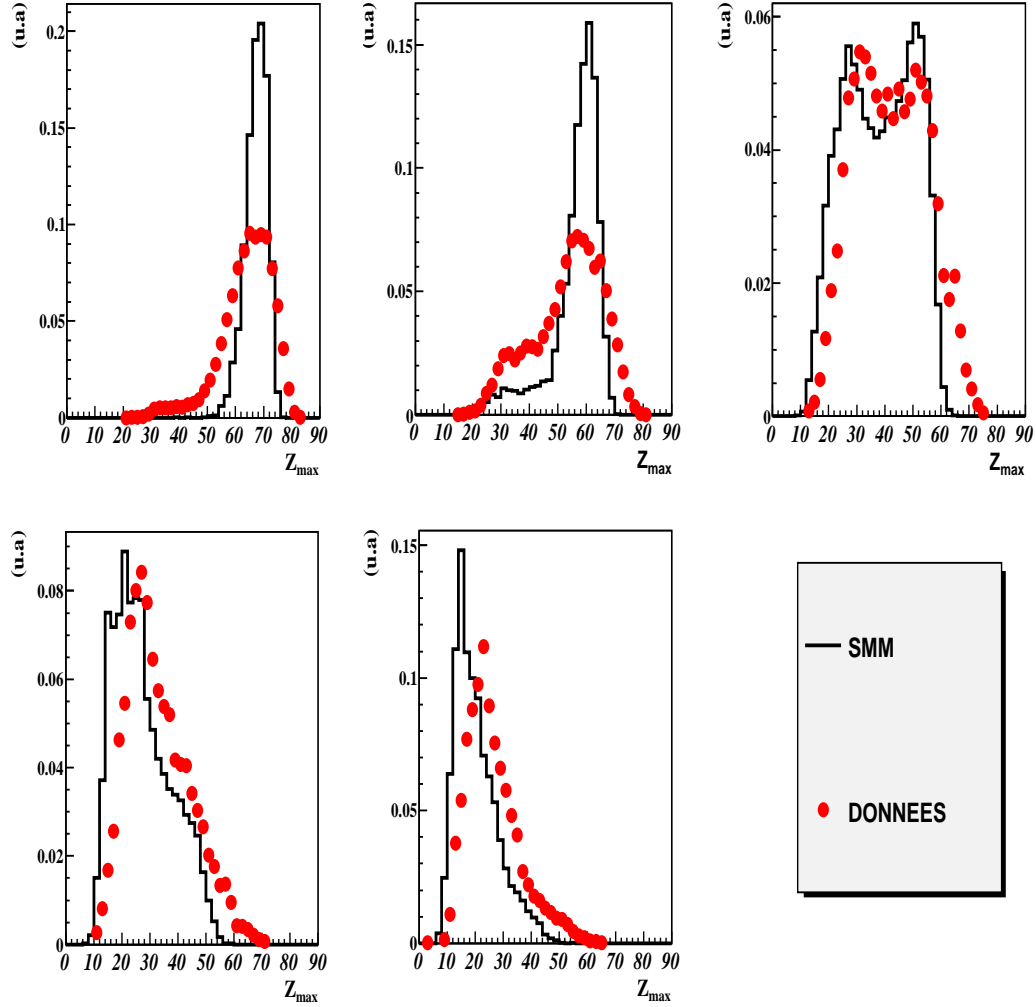


FIG. 4.13 – Comparaison entre les données (points rouges) et SMM (ligne noire) pour des tranches équiprobables en E^* de 1 MeV/u. Dans le sens de lecture, on passe de 2-3 MeV/u (1^{er} cadre) à 6-7 MeV/u (5^{ème} cadre).

4.2.5 Conclusion

Dans cette partie, nous avons observé que l'énergie d'excitation était une variable prépondérante, qui caractérise et conditionne l'évolution et le devenir de la source. Cette quantité est déterminée de manière relativement fiable et constitue une caractéristique pertinente du système. Toutefois, il est nécessaire de vérifier que les conditions d'applications de la calorimétrie sont respectées, afin de justifier sa validité. Après repondération, afin de s'affranchir des biais de réactions, le signal de bimodalité apparaît sans équivoque sur le paramètre d'ordre Z_{max} . De plus, le résultat obtenu est tout à fait compatible avec les prédictions d'une désintégration statistique (modèle SMM). Il paraît donc tout à fait légitime d'utiliser une approche thermostatistique pour décrire la désexcitation du quasi-projectile.

4.3 Thermostatistique : lien avec l'ensemble canonique

4.3.1 Contexte théorique

Nous allons considérer Z_{max} , la taille du plus gros fragment de l'événement, comme paramètre d'ordre. En s'appuyant sur la référence [33], et sur la méthode proposée par l'auteur, nous essaierons alors de raccorder la distribution bimodale de Z_{max} aux prédictions théoriques de l'ensemble canonique. La démarche détaillée se trouve dans la référence [8]. On donnera ici quelques équations sur lesquelles repose la comparaison. En pratique, on réalisera un ajustement de la corrélation entre Z_{max} et E^* par une fonction "double gaussienne".

Dans le cadre de l'ensemble canonique, la distribution de probabilité de l'énergie est :

$$P_\beta(E^*) = W(E^*) \exp(-\beta E^*) Z_\beta^{-1} \quad (4.1)$$

On constate qu'une convexité de l'entropie microcanonique $S = \log(W)$ se traduit par une distribution bimodale, de l'énergie et de toute autre observable qui lui est corrélée.

Si l'on considère un deuxième paramètre d'ordre Z_{max} , dans le cas d'une transition de phase du premier ordre, la distribution de probabilité s'écrira alors :

$$P_{\beta,\lambda}(E^*, Z_{max}) = W(E^*, Z_{max}) \exp(-\beta E^* - \lambda Z_{max}) Z_{\beta,\lambda}^{-1}, \quad (4.2)$$

avec

$$W(E^*, Z_{max}) = W_{Z_{sce}}(E^*, Z_{max}) = \sum_{(n)} \delta(E^* - (E^*)^{(n)}) \delta(Z_{max} - Z_{max}^{(n)}) \delta(Z_{sce} - Z_{sce}^{(n)}),$$

où W est la densité d'état, β et λ sont les multiplicateurs de Lagrange associés à l'énergie E et à la taille du plus gros fragment Z_{max} . L'indice n représente un micro état et Z_{sce} la taille de la source. Rechercher des distributions bimodales de ces variables (Z_{max} , E^*) revient en fait à étudier la courbure de l'entropie dans l'espace à deux dimensions :

$$\begin{pmatrix} \frac{\partial^2 S}{\partial (E^*)^2} & \frac{\partial^2 S}{\partial E^* \partial Z_{max}} \\ \frac{\partial^2 S}{\partial Z_{max} \partial E^*} & \frac{\partial^2 S}{\partial Z_{max}^2} \end{pmatrix}.$$

Dans cet ensemble canonique modifié, dans le cas d'une transition de phase, l'entropie ($S(E^*, Z_{max}) = \log(W(E^*, Z_{max}))$) est convexe. Une double approximation "point selle" de l'entropie autour de deux maxima (E_l, Z_l) et (E_g, Z_g) conduit à une distribution de probabilité, combinaison linéaire de deux gaussiennes :

$$P_\beta(E, Z_{max}) = N_l \frac{1}{\sqrt{\det \Sigma_l}} \exp\left(\frac{-1}{2} \vec{x}_l \Sigma_l^{-1} \vec{x}_l\right) + N_g \frac{1}{\sqrt{\det \Sigma_g}} \exp\left(\frac{-1}{2} \vec{x}_g \Sigma_g^{-1} \vec{x}_g\right) \quad (4.3)$$

Avec, à la température de transition, $N_l \sqrt{\det \Sigma_g} = N_g \sqrt{\det \Sigma_l}$. Les indices l, g désignent respectivement la branche liquide et la branche gaz. N_l et N_g représentent les proportions des deux phases et Σ la matrice de variance covariance.

Les collisions d'ions lourds, de par la réaction, ne peuvent être décrites dans le cadre de l'ensemble canonique, ni dans le micro-canonique. Nous avons vu que, expérimentalement, la distribution d'énergie d'excitation, déposée dans le quasi-projectile par la dynamique (paramètre d'impact et dissipation), dépend des sélections appliquées. Si les variables E^* et Z_{max} sont corrélées, $W(E^*, Z_{max}) \neq W_{E^*}(E^*) W_{Z_{max}}(Z_{max})$, la distribution de E^* influence celle de Z_{max} . De fait, la bimodalité sur Z_{max} ne reflètera pas uniquement la convexité de l'entropie.

Connaissant la distribution mesurée de l'énergie d'excitation ($P_{exp}(E^*)$), la corrélation expérimentale entre E^* et Z_{max} peut être calculée à partir de l'ensemble canonique, en repondérant les probabilités associées à chaque énergie déposée

$$\frac{P_{exp}(E^*, Z_{max})}{P_{exp}(E^*)} = \frac{P_\beta(E^*, Z_{max})}{P_\beta(E^*)}. \quad (4.4)$$

Pour affranchir l'énergie d'excitation des dépendances expérimentales, on utilisera la repondération déjà appliquée, afin d'obtenir une distribution équiprobable sur un intervalle assez large pour observer les deux phases. On pourra alors ajuster la corrélation entre Z_{max} et E^* expérimentale à l'aide de la fonction $P_\beta(E, Z_{max})$ repondérée, et ainsi conclure sur la convexité de l'entropie.

4.3.2 Résultats expérimentaux

Comme montré dans la partie §4.2 précédente, il est clairement visible que la corrélation expérimentale entre E^* et Z_{max} , après repondération, ne peut pas être reproduite par une simple gaussienne. Si l'on considère la fonction double gaussienne définie précédemment, et que l'on ajuste la distribution expérimentale par cette fonction, on obtient le résultat représenté sur la figure 4.14. Deux intervalles sont considérés :

- a) 2 à 7 MeV/u ;
- b) 3 à 7 MeV/u.

Paramètres	Sélections		
	Z_{max} arrière	Z_{max} arrière et E^* corrigée	$K_{asym} \geq 0$
$\overline{E_{liq}}$	2.0	2.2	2.5
$\sigma_{E_{liq}}$	1.7	1.95	1.93
$\overline{Z_{liq}}$	67.1	64	62.4
$\sigma_{Z_{liq}}$	11.9	11.5	12
$\overline{E_{gaz}}$	7.4	7.4	6.97
$\sigma_{E_{gaz}}$	2.16	1.94	2.3
$\overline{Z_{gaz}}$	19.5	16.1	20.7
$\sigma_{Z_{gaz}}$	11.5	11.4	14.2
ρ	-0.76	-0.80	-0.83
N_{liq}/N_{gaz}	0.94	0.80	0.82
χ^2/N	1.55	1.69	2.10

TAB. 4.1 – Paramètres de la fonction double gaussienne pour les différentes sélections visant à éliminer la dynamique.

Dans l'encart en haut à droite (figure 4.14), les données sont marquées par des points et les lignes matérialisent l'ajustement pour les deux domaines considérés. On constate que la branche gaz est très bien reproduite. Pour la branche liquide, la courbe rouge (cas a) ne passe pas par tous les points. Par contre, si l'on réduit l'intervalle en énergie d'excitation de 3 à 7 MeV/u (cas b) alors les données sont très bien interpolées.

La fonction double gaussienne reproduit extrêmement bien les données. On peut alors observer la qualité de cet ajustement sur des intervalles plus restreints en énergie d'excitation (figures 4.15). Cette figure nous conforte sur la qualité des paramètres obtenus pour la fonction. En effet, quel que soit le sous intervalle considéré, la taille du plus gros fragment est très bien reproduite.

Nous allons à présent nous placer dans des conditions optimales pour remonter aux propriétés théoriques. Pour cela, nous allons centrer la gamme en énergie d'excitation autour de la zone de la spinodale de manière à se rapprocher de la température de transition, c'est à dire ($N_l/N_g = \sqrt{\det \Sigma_l} / \sqrt{\det \Sigma_g}$). Nous obtenons les paramètres de l'ajustement dans le tableau 4.1. On constate qu'il est de très bonne qualité ($\chi^2/Ndl \simeq 1.5$).

Comme discuté dans le paragraphe §4.2, la détermination de l'énergie d'excitation n'est pas parfaite. On peut essayer de corriger l'énergie d'excitation moyenne obtenue par calorimétrie des déviations observées.

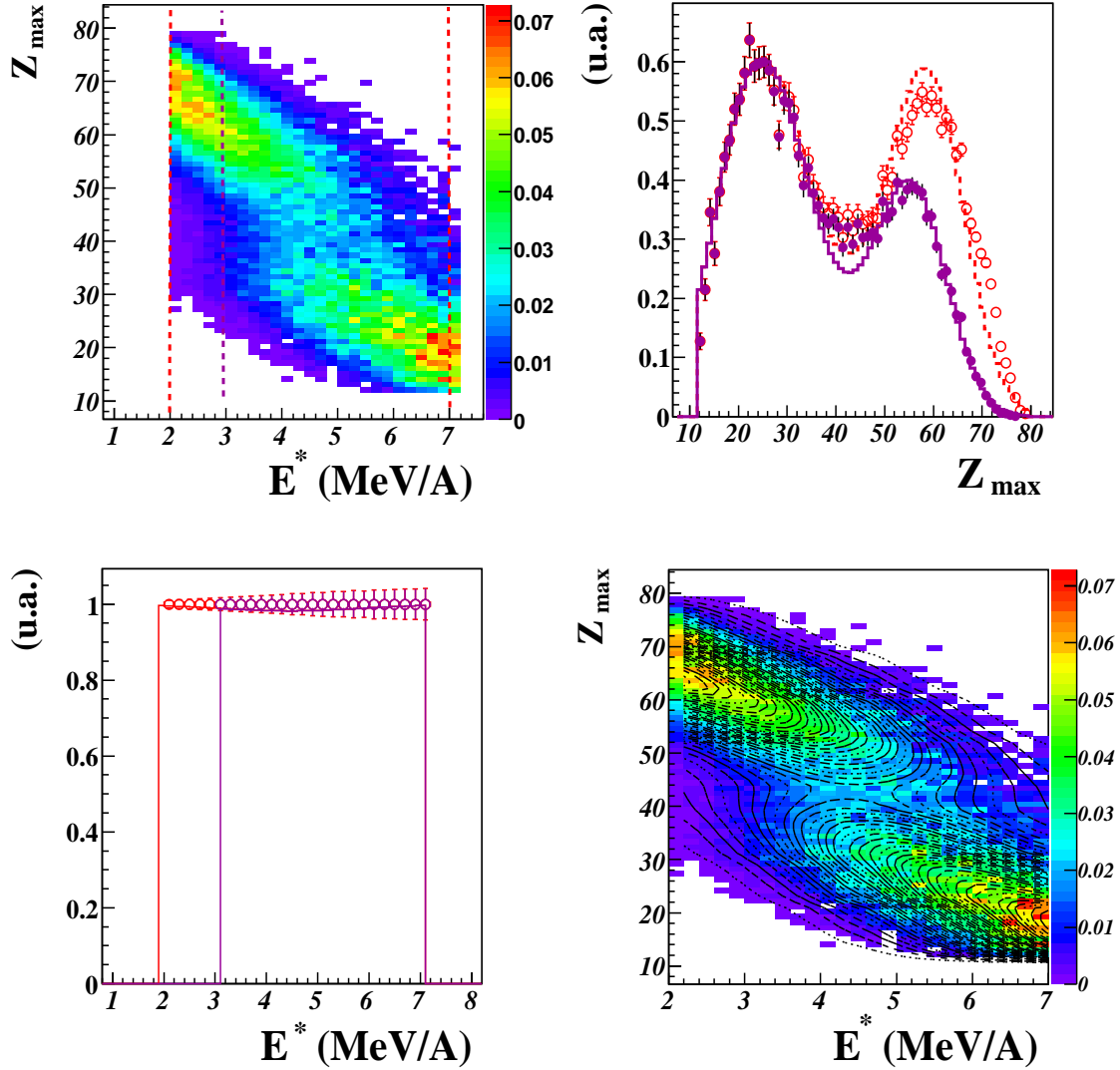


FIG. 4.14 – Corrélation expérimentale entre les 2 observables Z_{max} et E^* (en haut à gauche) pour le système Au+Au à 80 MeV/u. Les projections sur l'axe des abscisses et celui des ordonnées sont respectivement tracées en bas à gauche et en haut à droite. Les points représentent les données, les lignes continues le résultat de l'ajustement par deux gaussiennes de la corrélation Z_{max} - E^* (en bas à droite).

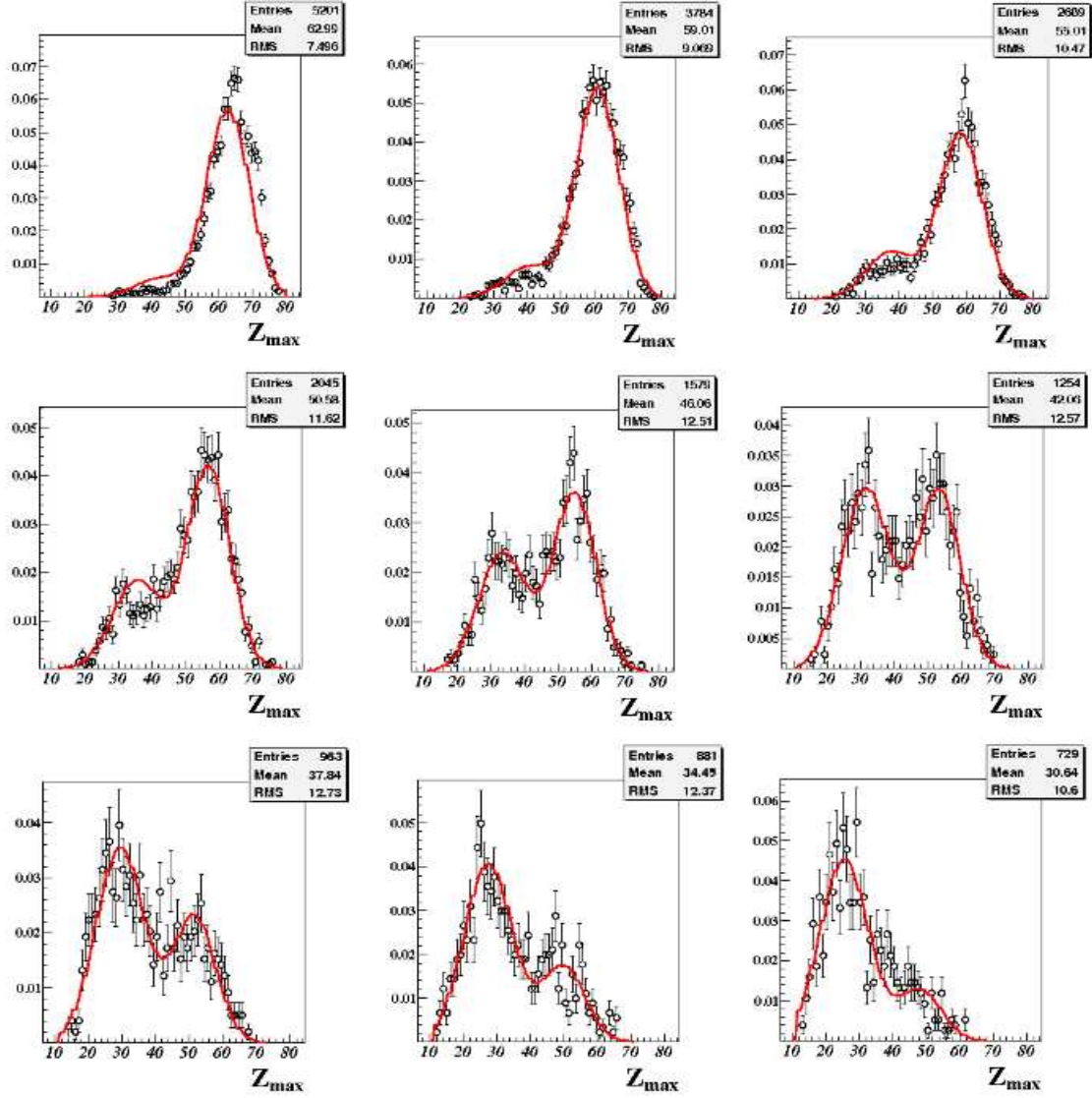


FIG. 4.15 – Projection de l'observable Z_{max} par bin d'énergie d'excitation E^* . Les points représentent les données, et la courbe rouge le résultat du FIT par deux gaussiennes de la corrélation (Z_{max}, E^*) , pour une énergie d'excitation variant de 2 à 6.5 MeV/u par pas de 0.5 MeV/u.

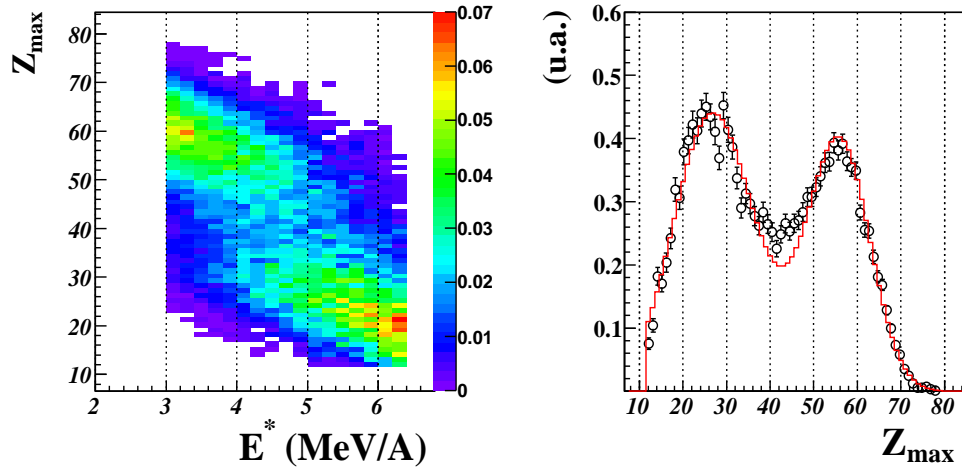


FIG. 4.16 – La calorimétrie est corrigée des déviations. Sont représentées, les corrélations entre E^* et Z_{\max} , et la projection des données et du FIT sur l'axe Z_{\max} .

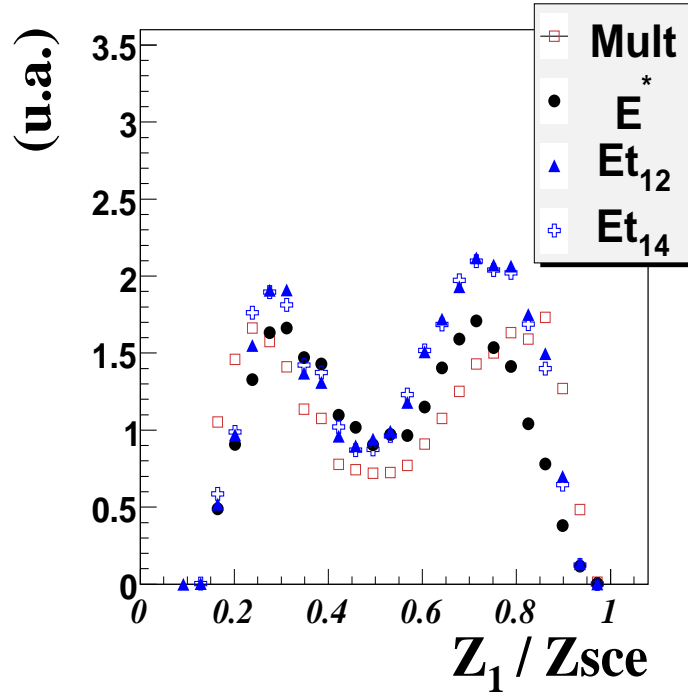


FIG. 4.17 – Représentation de la distribution de Z_{\max} obtenue après repondération de divers estimateurs de la dissipation.

On supposera alors que les corrections entre les valeurs prédites par la calorimétrie et l'énergie initiale pour le QP de Xenon (*cf.* 3.1.1) peuvent s'appliquer au système Au+Au. En corrigeant ainsi les valeurs moyennes E^* du ΔE^* indiqué, on obtient les résultats de la figure 4.16. On constate que la correction appliquée sur les données n'a eu qu'un effet modéré sur la corrélation entre E^* et Z_{max} , de même que sur les paramètres de la fonction d'ajustement. De plus, si l'on considère d'autres estimateurs de l'énergie déposée dans la source, comme l'énergie transverse ou la multiplicité de particules qui sont très bien mesurées, la repondération de ces variables fait elle aussi apparaître le signal de bimodalité sur Z_{max} , comme nous le montre la figure 4.17.

Cette procédure de repondération a été appliquée dans la référence [8] sur des sources sélectionnées par leur compacité dans l'espace des vitesses (§3.1.5) et conduit à des résultats très similaires à ceux de notre analyse. En effet, la bimodalité sur Z_{max} est visible, pour le système Au+Au, et ce à toute énergie incidente (figure 4.18), et les paramètres de l'ajustement de la corrélation Z_{max}, E^* (tableau 4.2) diffèrent peu de ceux obtenus dans notre analyse [7].

Suite aux observations précédentes, on peut constater que Z_{max} , comme la bimodalité qui lui est associée, n'est pas parfaitement anti corrélé à E^* . En effet, dans le cas d'une anti corrélation parfaite entre ces deux variables, le fait d'appliquer la repondération rendrait non seulement la distribution de E^* plate, mais aussi celle de Z_{max} masquant ainsi la bimodalité. Bien que l'énergie d'excitation semble jouer un rôle majeure dans la production du fragment le plus lourd, elle n'est pas le seul paramètre qui entre en jeu. La dynamique de la collisions peut là encore jouer un rôle. Un facteur déterminant peut être la méthode adoptée pour la sélection des événements. Comme nous l'avons vu, elle influe sur la forme de la distribution de Z_{max} obtenue, notamment après repondération. Un autre facteur important lors des collisions et non pris en compte ici, est l'importance du moment angulaire lors des réactions. Cette anti-corrélation imparfaite apporte un élément important quant à l'interprétation de la bimodalité dans les données et ouvre un axe de réflexion important pour les approches théoriques.

La procédure de repondération nous a permis de faire le lien entre un modèle canonique et les données, reliant ainsi la distribution de Z_{max} obtenue à la distribution bimodale d'un paramètre d'ordre induite par une convexité de l'entropie. Nous avons désormais accès de manière quantitative à un lot de paramètres fiables (bon χ^2/N) nous permettant de caractériser la transition que nous observons. Il est tout à fait remarquable que les valeurs obtenues soient très peu dépendantes de la méthode de sélection utilisée pour isoler la source QP.

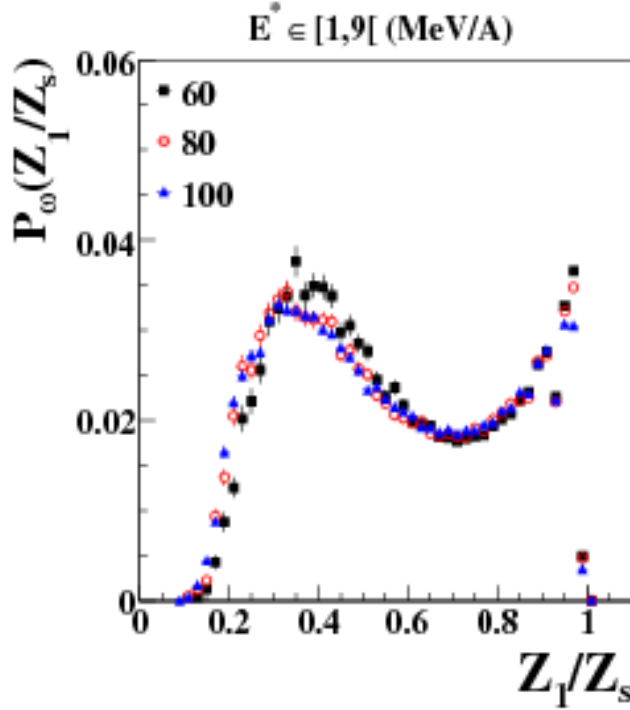


FIG. 4.18 – Distribution de Z_{max} normalisée à la taille de source pour les événements “compacts” sur l’intervalle d’énergie d’excitation de 1 à 9 MeV/u [7].

Paramètres	Valeurs
$\overline{E_{liq}}$	2.10
$\sigma_{E_{liq}}$	2.09
$\overline{Z_{liq}}$	60.2
$\sigma_{Z_{liq}}$	12.9
$\overline{E_{gaz}}$	7.11
$\sigma_{E_{gaz}}$	3.07
$\overline{Z_{gaz}}$	21.1
$\sigma_{Z_{gaz}}$	15.2
ρ	-0.906
N_{liq}/N_{gaz}	1.12
χ^2/N	2.4

TAB. 4.2 – Paramètres de la fonction double gaussienne pour les événements “compacts”[8].

4.4 Conclusion : la bimodalité un signal de transition de phase

Dans les collisions périphériques et semi-périphériques, en s'intéressant au quasi-projectile comme une source excitée, on a observé le signal de bimodalité de deux manières différentes. Ce signal est, au cours des différentes approches et analyses, apparu comme très robuste. En effet, il apparaît déjà en asymétrie dans les données brutes, et est indépendant de nombreuses coupures et sélections. Le tri des événements selon la dissipation, met en lumière une zone où la source peut accéder à deux configurations dissemblables qui correspondent à des énergies d'excitations différentes conduisant à la formation de deux familles de fragments distinctes. La première, où les fragments sont très asymétriques pourrait correspondre à la phase liquide de la matière nucléaire. La seconde famille, qui se compose de fragments identiques, de plus petites tailles s'apparente à la phase gazeuse. En s'appuyant sur différentes sélections, il semble que ce soit la désintégration du Quasi Projectile et non la dynamique de la réaction qui est responsable du comportement bimodal de la taille du plus lourd fragment. Ces propriétés peuvent être résumées sur la figure 4.19. On constate effectivement, que pour une dissipation donnée (énergie transverse), il existe un basculement ($skewness=0$), marquant le passage d'une distribution de Z_{max} piquée aux grandes valeurs, vers une distribution piquée autour de valeurs beaucoup plus faibles. Ce changement intervient pour les plus grandes valeurs de σ , soit quand les fluctuations sont maximales.

Nous avons mis en lumière dans un deuxième temps que la taille du plus gros fragment est conditionnée par l'énergie d'excitation. Cette énergie obtenue par calorimétrie est pertinente dans la gamme pour laquelle le signal est observé. La repondération de E^* permet alors d'observer de manière indiscutable la bimodalité sur Z_{max} . De plus, le résultat obtenu est tout à fait en accord avec les prédictions d'un modèle statistique (SMM). Enfin, on constate que ces résultats sont très bien modélisés par une fonction analytique qui s'appuie sur un ensemble canonique, dans le cas où l'entropie présente une convexité.

Ces conclusions, couplées à l'observation d'autres signaux comme le DeltaScaling ou la capacité calorifique négative confirment de manière forte l'interprétation de la bimodalité comme le reflet d'une transition de phase du 1^{er} ordre.

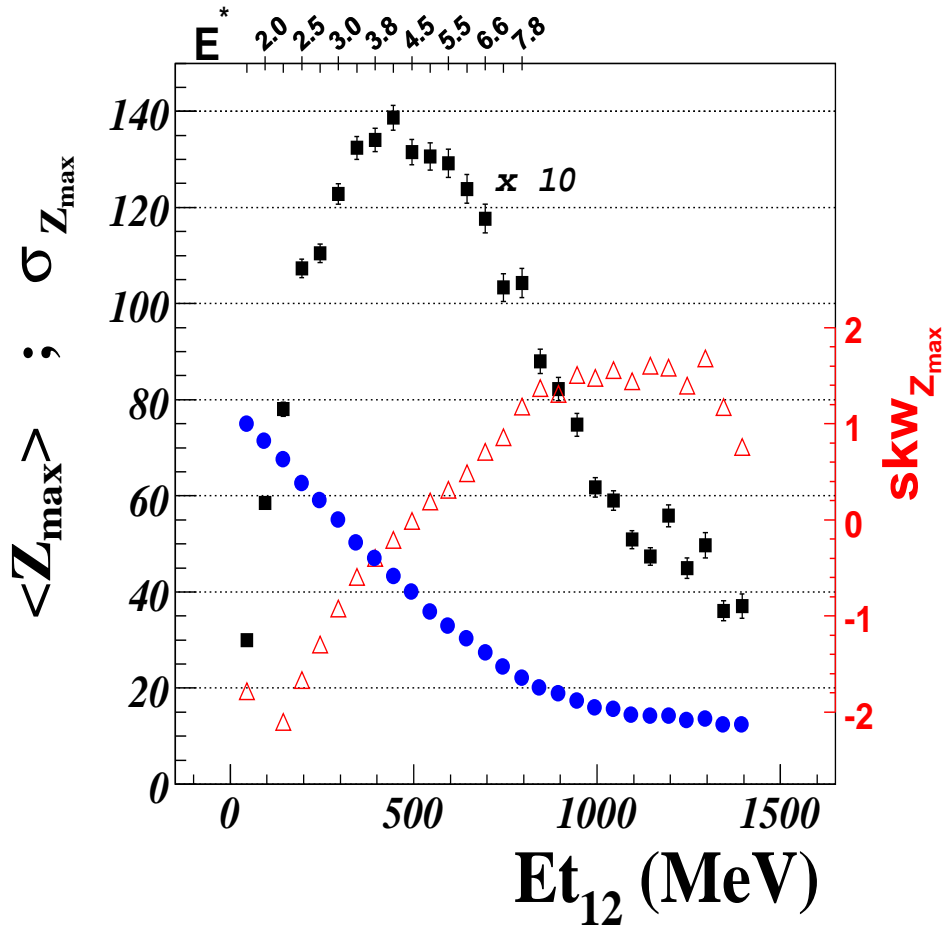


FIG. 4.19 – Représentation des propriétés de Z_{\max} en fonction de la dissipation. Ronds bleus : la valeur moyenne. Carrés noirs : l'écart type. Triangle rouges : la skewness.

5

Confrontation avec un modèle dynamique

Dans les chapitres précédents, nous avons interprété le signal de bimodalité en suivant une approche thermostatique, et comparé les données avec un modèle statistique SMM. Ce modèle ne décrit toutefois pas la réaction complète mais seulement la voie de sortie, c'est à dire la désexcitation du noyau équilibré. En pratique, la dynamique de la collision joue évidemment un rôle primordial dans les collisions d'ions lourds et dans l'obtention des données. Il importe donc, pour se rapprocher du cadre "statistique", d'appliquer des sélections permettant d'isoler une source équilibrée indépendante des effets de la voie d'entrée. Dans ce chapitre, nous prendrons le contre pied des résultats précédents en comparant les données obtenues avec celles prédites par un modèle dynamique.

5.1 Description du modèle ELIE

Le modèle utilisé, ELIE, est décrit dans la référence [24]. L'objectif de cette comparaison revient à considérer la bimodalité comme liée dans une certaine mesure à la voie d'entrée de la réaction, comme la géométrie, et le mouvement de Fermi des nucléons à l'intérieur des noyaux. On donnera ici dans les grandes lignes les hypothèses sur lesquelles s'appuie le modèle.

- a) La décomposition de la voie d'entrée basée sur la géométrie de la collision. Le recouvrement entre les deux protagonistes de la réaction conduit à la formation d'un quasi-projectile, d'une quasi-cible, et d'une zone participante. Les fragments de masse intermédiaire (IMFs) et les particules légères sont produits "aléatoirement" dans la zone participante.
- b) La phase finale gère la désexcitation secondaire et la propagation coulombienne. Elle s'appuie sur le générateur d'événements SIMON [25].

Dans la phase a), la cinématique des différentes partitions (QP, QT, IMFs, LCPs) et notamment la création des fragments est basée sur des hypothèses fortes. En particulier, l'existence d'un fragment est conditionné par la définition d'une température limite. Dans

les données INDRA, il a été montré que tous les fragments primaires semblent caractérisés par une énergie d'excitation maximum voisine de 3 MeV/u soit une température d'environ 5 MeV [56]. Le modèle s'appuie alors sur l'hypothèse très contraignante d'une température limite $T_{lim} = 5.5$ MeV/u (avec un paramètre de densité de niveau $a = \frac{A}{10}$) qui définit l'existence des fragments (y compris du quasi-projectile).

Le modèle fonctionnera alors de la manière suivante :

- la distribution en moment des nucléons à l'intérieur des noyaux initiaux n'est pas relaxée dans la gamme de temps mis en jeu lors des réactions.
- la composition isotopique (N/Z) des fragments primaires formés (QP, QT, participants) est la même que celle du projectile. Quant aux particules légères, tous les isotopes sont considérés de façon aléatoire.
- dans la zone de recouvrement, A nucléons sont choisis aléatoirement. La condition d'existence des IMFs ($A \geq 4$) basée sur T_{lim} impose que l'énergie d'excitation du fragment considéré soit inférieure à la limite ($\simeq 3$ MeV/u). Si cette condition n'est pas vérifiée, une nouvelle configuration est essayée jusqu'à ce que tous les nucléons aient été attribués.
- les fragments se propagent alors en ligne droite avec leur vitesse initiale.

Ces hypothèses auront un impact extrêmement important sur l'interprétation des résultats. La caractérisation de la bimodalité, si elle ressort de la simulation, sera donc très différente de celle considérée dans les chapitres précédents. En effet, comme nous l'avons expliqué, un fragment ne peut exister que s'il contient une énergie d'excitation limitée. On gardera alors en tête que le quasi-projectile ne disposera au maximum que d'une énergie d'excitation de 3 MeV/u. De plus, la voie de multifragmentation n'existe pas dans sa désintégration qui est essentiellement liée au spin de la réaction, à l'évaporation, et à des fissions séquentielles. Ce modèle se veut être un test double de la géométrie et des effets des mouvements internes des nucléons induits par leur nature quantique et leur moment de Fermi.

5.2 Notes sur la comparaison effectuée

Nous allons donc comparer les données INDRA avec un lot d'événements générés par ELIE pour le système Au+Au à 80 MeV/u. Pour des raisons techniques, afin d'analyser les événements expérimentaux et ceux issus de la simulation avec le même programme, la méthode différera légèrement de celle utilisée dans les chapitres précédents. On ne définira plus l'ellipsoïde de réaction. Ainsi les quantités seront traitées dans le centre de masse et le quasi-projectile construit à partir des particules situées à l'avant de ce référentiel. La complétude est ramenée à une charge totale détectée à l'avant supérieure ou égale à 80% de celle du projectile. La fission est reconstruite avec la condition ($Z_{max} \cdot Z_{max-1} > 900$) Les événements statistiques seront sélectionnés par Zmax émis à l'arrière de la source.

Concernant les effets de détection, en règle général, on utilise un “filtre” afin de représenter les biais expérimentaux comme l’acceptance, la géométrie, les seuils... Faute de temps, le filtre habituel pour représenter INDRA n’a pas été utilisé. L’approche que nous aurons ici, ne consiste pas à éprouver, en détail, les qualités prédictives d’un modèle. Elle vise à tester une hypothèse “radicale” quant à la formation des fragments et à l’observation de la bimodalité. De fait, l’intégration des effets de détection n’apparaît pas de première nécessité dans la recherche des propriétés statiques de la source (distribution bimodale de Z_{max}).

Un filtre grossier a toutefois été mis en place, définissant une efficacité et une coupure angulaire à l’avant afin d’ajuster au mieux le modèle aux données. Les valeurs reproduisant au mieux les données sont, une efficacité de 80% sans appliquer de coupure angulaire à l’avant.

Sauf contre-indication, chaque observable a été renormalisée au nombre d’événements. Lorsque l’on applique le tri par zone d’énergie transverse réduite (chapitre 3), les distributions seront renormalisées au nombre d’événements à l’intérieur de chaque encart obtenu. Quelques prédictions d’ordre général du modèle ELIE sont portées en Annexe.

5.3 La bimodalité

Nous sommes donc en présence d’un modèle purement dynamique qui repose sur une hypothèse forte ($T_{lim} = 5.5$ MeV/u) dont une des conséquences directes est de limiter l’énergie d’excitation du QP à 3 MeV/u. Dans cette approche, la bimodalité, si elle est observée, ne peut être le reflet d’une transition de phase. On articulera l’exposé en deux étapes distinctes. Dans un premier temps, on analysera les événements “primaires” générés par ELIE. Par “primaire”, on entendra la formation de fragments “chauds”, avec propagation coulombienne, pour lesquels la phase de décroissance basée sur SIMON a été coupée (§5.1). Dans un deuxième temps, on branchera les voies de désexcitation afin d’analyser l’effet produit sur les événements. Cette distinction nous permettra, si la bimodalité apparaît dans le modèle de mieux comprendre son origine.

5.3.1 Avant désexcitation du quasi-projectile

En comparant l’ensemble de figures 5.1, on constate une ressemblance, concernant le passage des grandes asymétries avec un fragment lourd Z_{max} aux faibles asymétries de fragments légers, dans les données et le modèle. Toutefois, on notera que la taille des fragments appartenant à la branche “gaz” est plus faible dans le modèle que dans les données. Les figures 5.2 nous montrent clairement que l’origine de ces fragments, dans le modèle, vient de la queue de distribution d’une accumulation d’IMFs légers produits aux alentours du centre de masse. Si l’on compare avec la même figure tracée à partir des données, on constate aisément que la majorité des fragments lourds ont des vitesses proches de celle du quasi-projectile.

Nous avons déjà insisté dans le chapitre 3.2 sur le fait que la mi rapidité n'est pas responsable de la bimodalité. La comparaison, basée sur les événements primaires du modèle dynamique ELIE, a permis de confirmer un résultat important : la bimodalité observée dans les données, n'est en aucun cas due à un recouvrement entre paramètres d'impact ou à un mélange entre une branche "liquide" provenant de la désexcitation d'un QP et une branche "gaz" composée de fragments d'une autre origine. Ce signal est produit par la décroissance du quasi-projectile. Cette observation a déjà été faite dans la référence [63] en s'appuyant sur la comparaison des données pour le système Xe+Sn à 80 MeV/u avec les prévisions du modèle HIPSE [41].

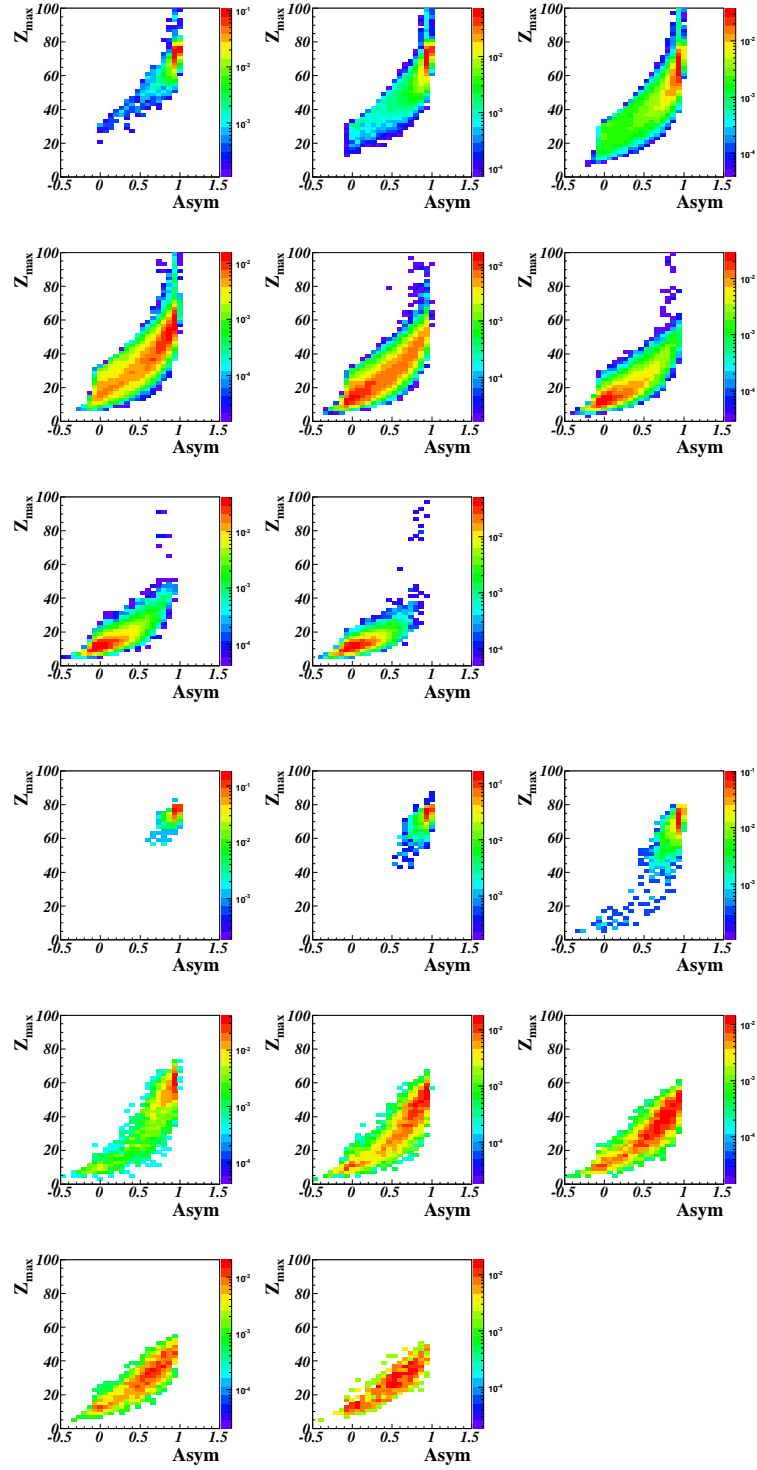


FIG. 5.1 – Système Au+Au à 80 MeV/u. Corrélations entre Z_{max} et $Asym$ par tranches d'énergie transverse réduite. En haut : les données. En bas : le modèle.

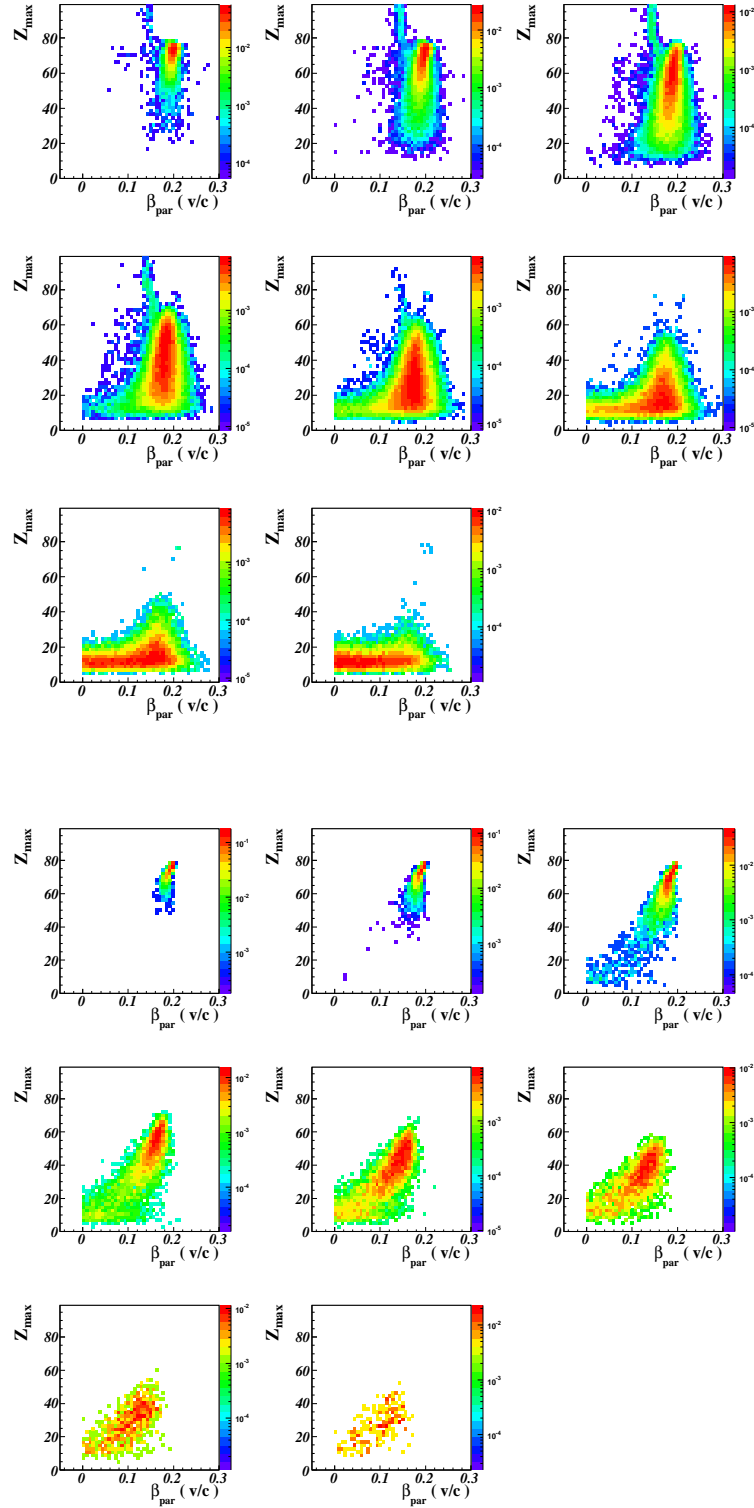


FIG. 5.2 – Système Au+Au à 80 MeV/u. Corrélations entre la charge Z_{\max} du fragment le plus lourd et sa vitesse parallèle au faisceau V_{par} par tranches d'énergie transverse réduite. En haut : les données. En bas : le modèle.

5.3.2 Après désexcitation du quasi-projectile

Nous allons à présent brancher la voie de sortie, et provoquer la décroissance du QP. On constate que, cette fois, le modèle produit bien des IMFs dont la localisation spatiale, se rapproche de celles observées dans l'expérience (figure 5.3).

L'asymétrie en charge corrélée à la taille du plus gros fragment, affiche désormais un comportement "pseudo-bimodal" dans la *zone 5* avec toutefois une accumulation d'IMFs à $Z_{max} \simeq 20$, ce qui n'est toujours pas en accord avec les données représentées sur la figure 5.1. Ces fragments s'apparentent à des produits de fission, mal traités par la sélection brute ($Z_{max} \cdot Z_{max-1} > 900$), présents dans les données mais en quantités beaucoup plus faibles.

La désexcitation secondaire, comme attendu, a permis au générateur de reproduire de manière plus correcte les données et notamment la production d'IMFs par le QP. Par contre, les différentes familles de fragments produites ne semblent pas conformes aux données.

Pour approfondir cette observation, on peut s'intéresser à la corrélation entre les charges des trois plus gros fragments. Pour cela, on utilisera les diagrammes de Dalitz introduits dans le Chapitre 2 (§2.2.6). Dans les données, comme dans le modèle (figure 5.4), les trois premières zones, mettent en évidence des événements de type "résidu", composés majoritairement d'un fragment lourd (sommets du triangle). Ils sont accompagnés de quelques événements de fission (côtés du triangle). Les zones 3 à 6 exhibent clairement une configuration inexistante dans le modèle pour lequel la partie centrale est dépeuplée et qui représente trois fragments de tailles voisines. Pour les zones de très forte dissipation (7 et 8), la notion de quasi-projectile n'existe plus et il y a contamination par les collisions centrales.

Un comportement très intéressant se distingue clairement dans la présence nette des médianes des diagrammes. En effet, elles représentent des événements qui se composent d'un fragment de taille importante accompagné de deux fragments plus légers de tailles voisines. Plus l'événement est proche des sommets, plus l'asymétrie entre le fragment le plus lourd et les deux suivants est forte. On constate que ces médianes ont un rôle prépondérant dans le modèle, principalement dans la zone 4, qui matérialise le début de l'apparition de la branche "gaz" de la bimodalité.

Cette accumulation reflète le mode de décroissance du QP basé principalement sur des fissions séquentielles, conduisant à la formation de deux fragments de tailles voisines (côtés du triangle), dont l'un d'eux peut encore fissionner en deux fragments (médiante). Si le fragment le plus lourd, dans ce processus, se casse lui aussi, on se rapproche alors du centre du diagramme. On constate que ce type d'événement est aussi présent dans les données.

la bimodalité, est bien liée à la désintégration du quasi-projectile et non à un mélange d'événements nés de différents processus. La décroissance secondaire implémentée dans ELIE n'est pas suffisante pour reproduire la bimodalité des données.

Nous avons vu, dans le chapitre 3.2, que la bimodalité est très atténuée par la dynamique de la réaction. Nous allons à présent considérer les événements les moins soumis à la dynamique en imposant l'émission du plus gros fragment à l'arrière de la source. On comparera les résultats obtenus à ceux prévus par le générateur ELIE.

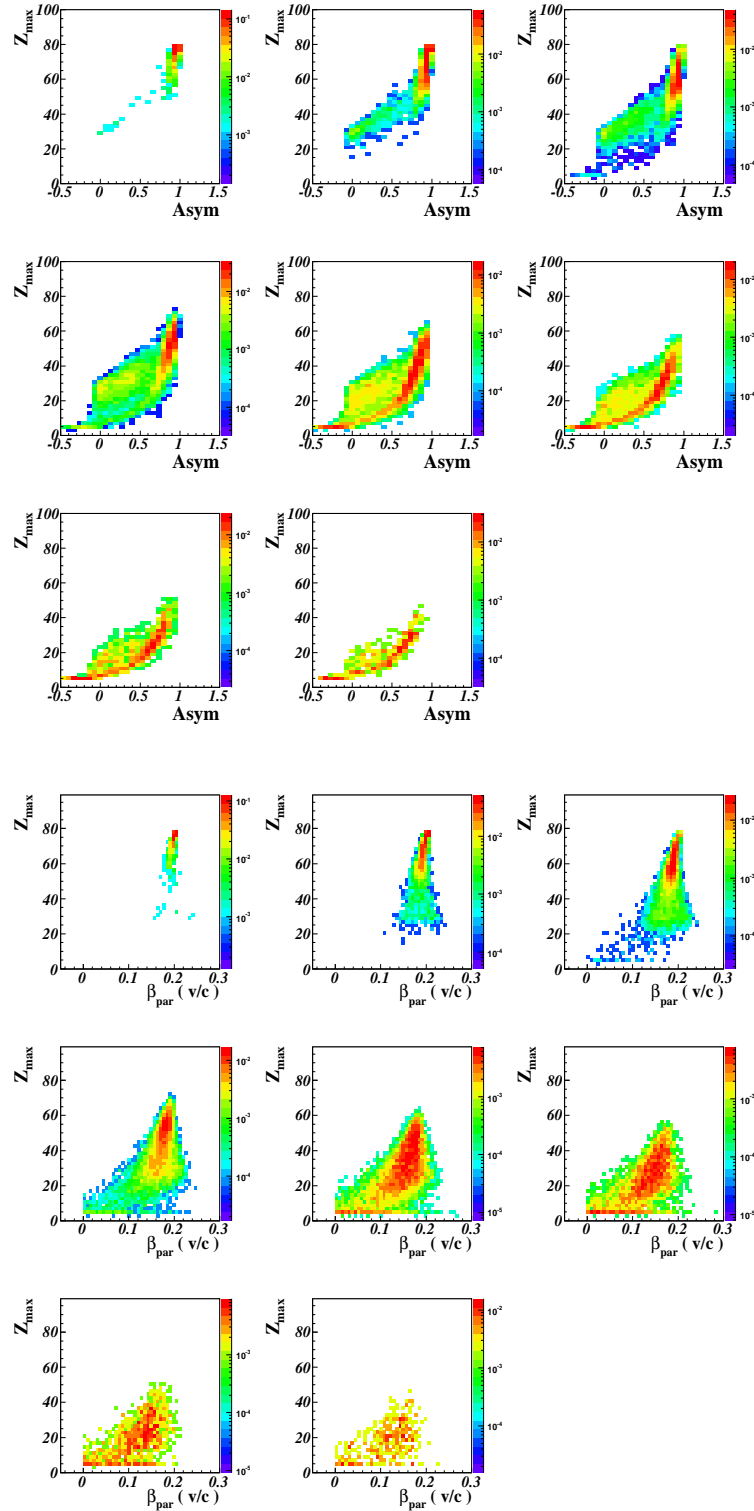


FIG. 5.3 – Prévisions du modèle, pour le système Au+Au à 80 MeV/u. En haut, l'asymétrie corrélée à la charge du plus lourd fragment, par tranches d'énergie transverse réduite. En bas : Les corrélations entre la charge Z_{max} du fragment le plus lourd et sa vitesse parallèle au faisceau V_{par} par tranches d'énergie transverse réduite.

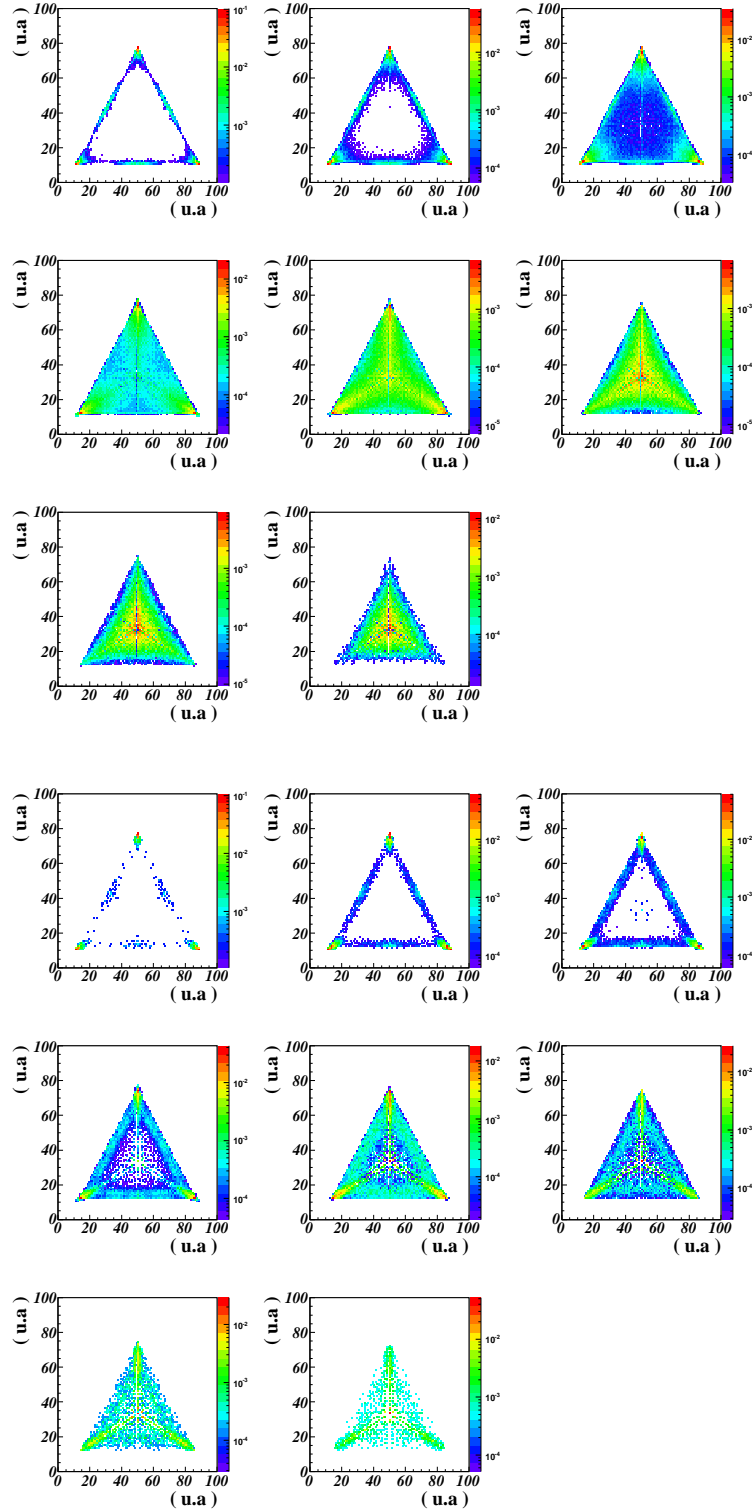


FIG. 5.4 – Système Au+Au à 80 MeV/u. Diagrammes de Dalitz, sur la taille des trois plus gros produits de réaction, par tranches d'énergie transverse réduite. En haut : les données. En bas : le modèle.

5.3.3 Les événements les moins dynamiques

On constate, une fois la sélection appliquée (figure 5.5), que la bimodalité maintenant très marquée dans les données n'apparaît toujours pas semblable aux prévisions du modèle.

On sépare alors les événements rattachés à la branche “gaz” ($Z_{max} < 30$) de ceux rattachés à la branche “liquide” ($Z_{max} > 30$), et l'on trace la corrélation entre la charge et la vitesse parallèle au faisceau pour les fragments de chaque espèce. La figure 5.6, met en évidence une branche liquide très bien reproduite par le modèle. Par contre, son homologue pour la branche “gaz” (figure 5.7) reflète bien l'absence dans le modèle, contrairement aux données, d'une production importante de fragments de taille ($Z \simeq 15$) autour d'une vitesse proche de celle du projectile ($\beta \simeq 0.2$).

Couplée aux différences qui viennent d'être énoncées, on peut se reporter aux distributions de multiplicités sur les figures 5.8 et 5.9. On confirme alors de manière forte que les événements “liquides” sont bien reproduits. Par contre, notamment dans les zones où s'effectuent le passage de la branche “liquide” à la branche “gaz” (zones 3 à 6), les événements “gaz” présentent un déficit de production de fragments et un excès de particules légères.

Pour aller plus loin, on peut corréler la charge des trois fragments les plus lourds de l'événement en traçant les diagrammes de Dalitz pour ces événements (sélectionnés par Z_{max} émis à l'arrière). On constate sur la représentation obtenue (figure 5.10) que l'accumulation présente sur la médiane dans les données devient extrêmement minoritaire alors qu'elle reste très importante dans le modèle. À présent, dans les données, de nombreuses configurations, ont été supprimées par la sélection Z_{max} arrière. De fait, dans la zone 4, on est bien en présence d'une bimodalité présentant une classe d'événements composés d'un fragment lourd accompagné de particules légères et d'une classe composée de fragments légers de même taille. Les autres processus ont été fortement atténués par la sélection. Dans le modèle, la médiane est toujours très présente et les configurations aux centres des diagrammes sont toujours manquantes.

Le fait d'avoir branché la désexcitation secondaire a permis la création de fragments légers ($Z_{max} \simeq 20$) qui n'étaient pas présents lors de la phase primaire. Par contre, pour la branche $Z_{max} < 30$, le modèle ELIE produit systématiquement un fragment de moins que dans les données. Grâce aux diagrammes de Dalitz, on met en évidence que le processus qui conduit à la formation de fragments légers, n'est pas le même dans le modèle (fissions successives) et dans les données. La branche gaz, dans les données, semble due à une cassure directe (en une étape) du quasi-projectile qui produit un nombre conséquent de fragments. On peut constater que les excès de fragments de type ($Z_{max} \simeq 60$) et ($Z_{max} \simeq 20$) dans le modèle doivent trouver leur explication dans cette différence de mode de production. Il semble alors clair qu'une voie de désexcitation est manquante dans le modèle.

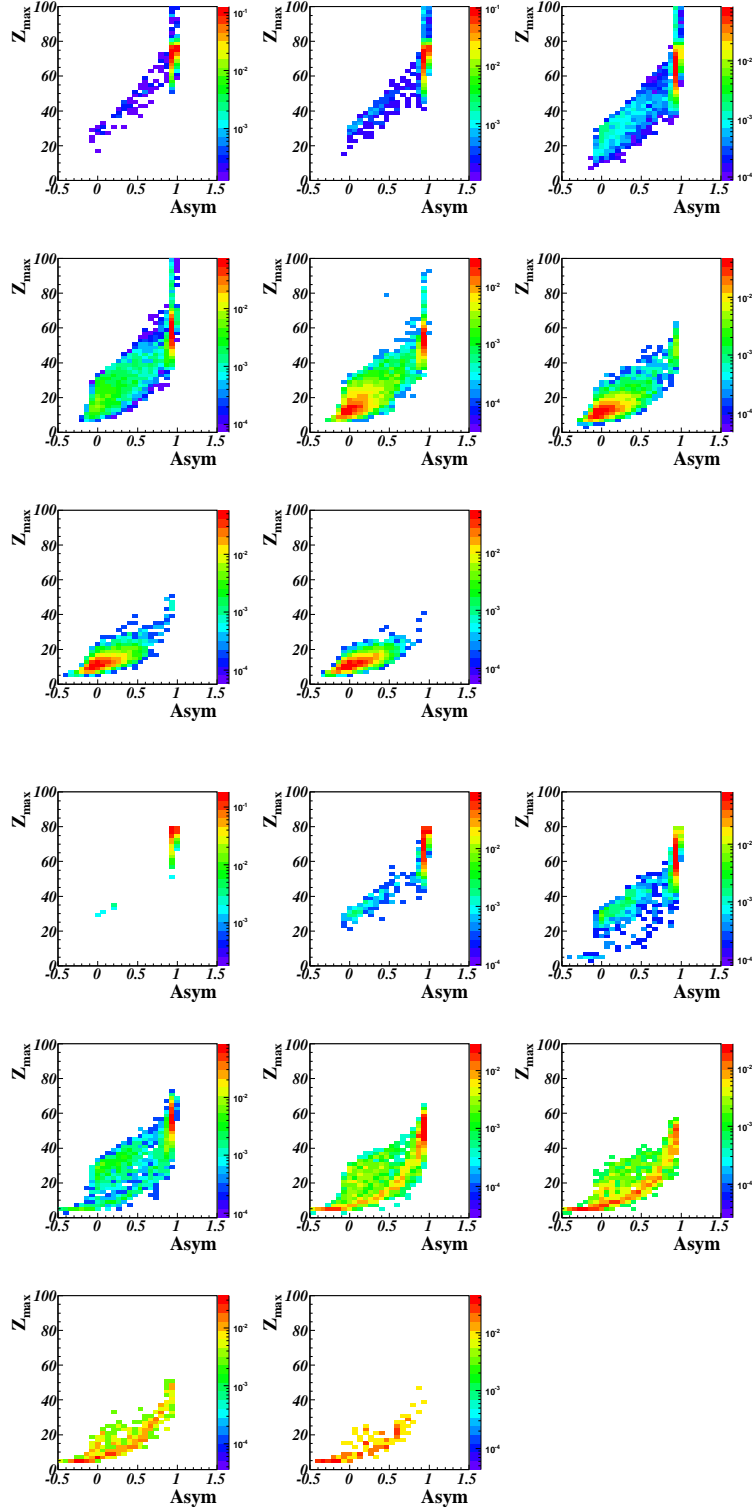


FIG. 5.5 – Système Au+Au à 80 MeV/u. Corrélations entre Z_{max} et $Asym$ par tranches d'énergie transverse réduite, pour les évènements sélectionnés avec Z_{max} émis à l'arrière. En haut : les données. En bas : le modèle.

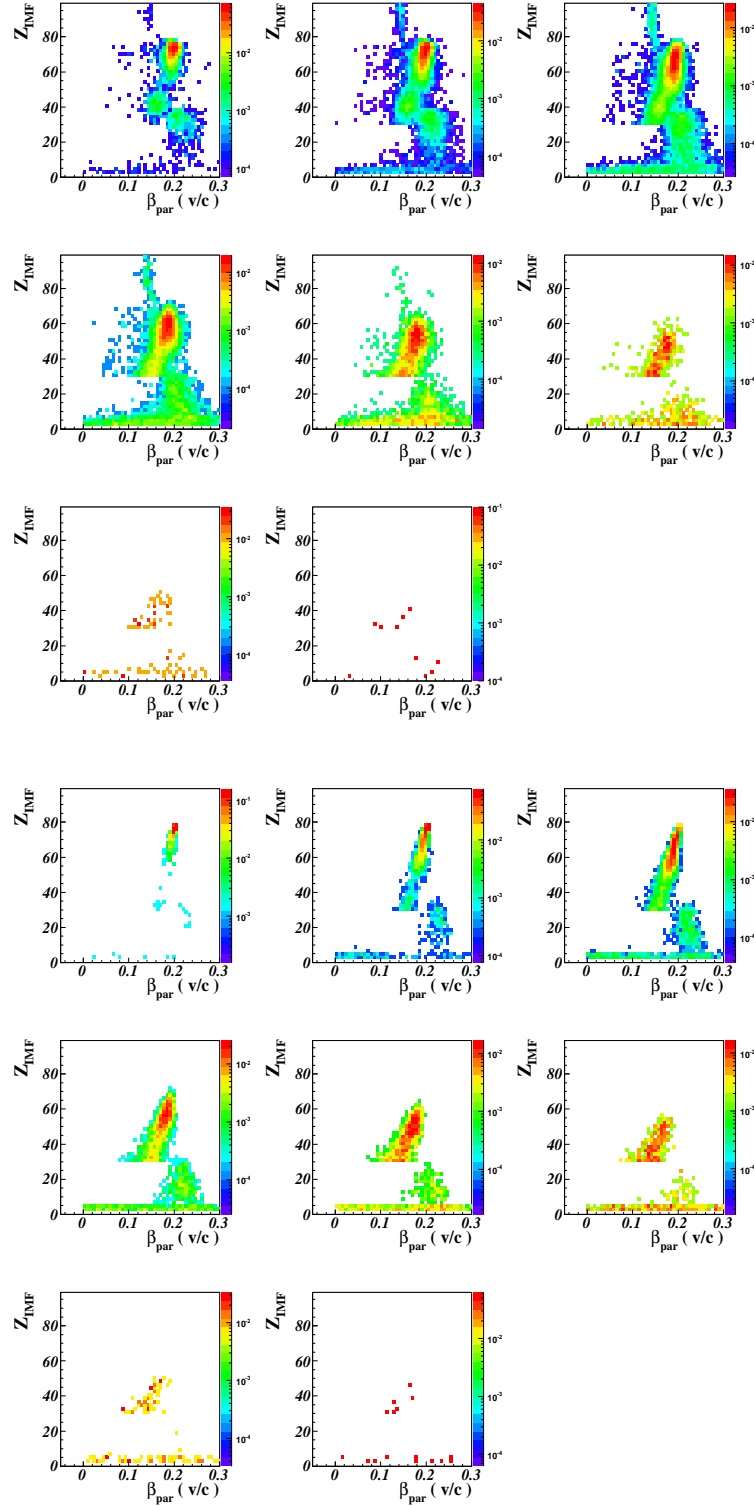


FIG. 5.6 – Système Au+Au à 80 MeV/u. Corrélations entre la charge Z des IMFs, de la branche liquide ($Z_{max} > 30$), et leur vitesse parallèle au faisceau V_{par} , par tranches d'énergie transverse réduite, pour les événements où Z_{max} est émis à l'arrière. En haut : les données. En bas : le modèle.

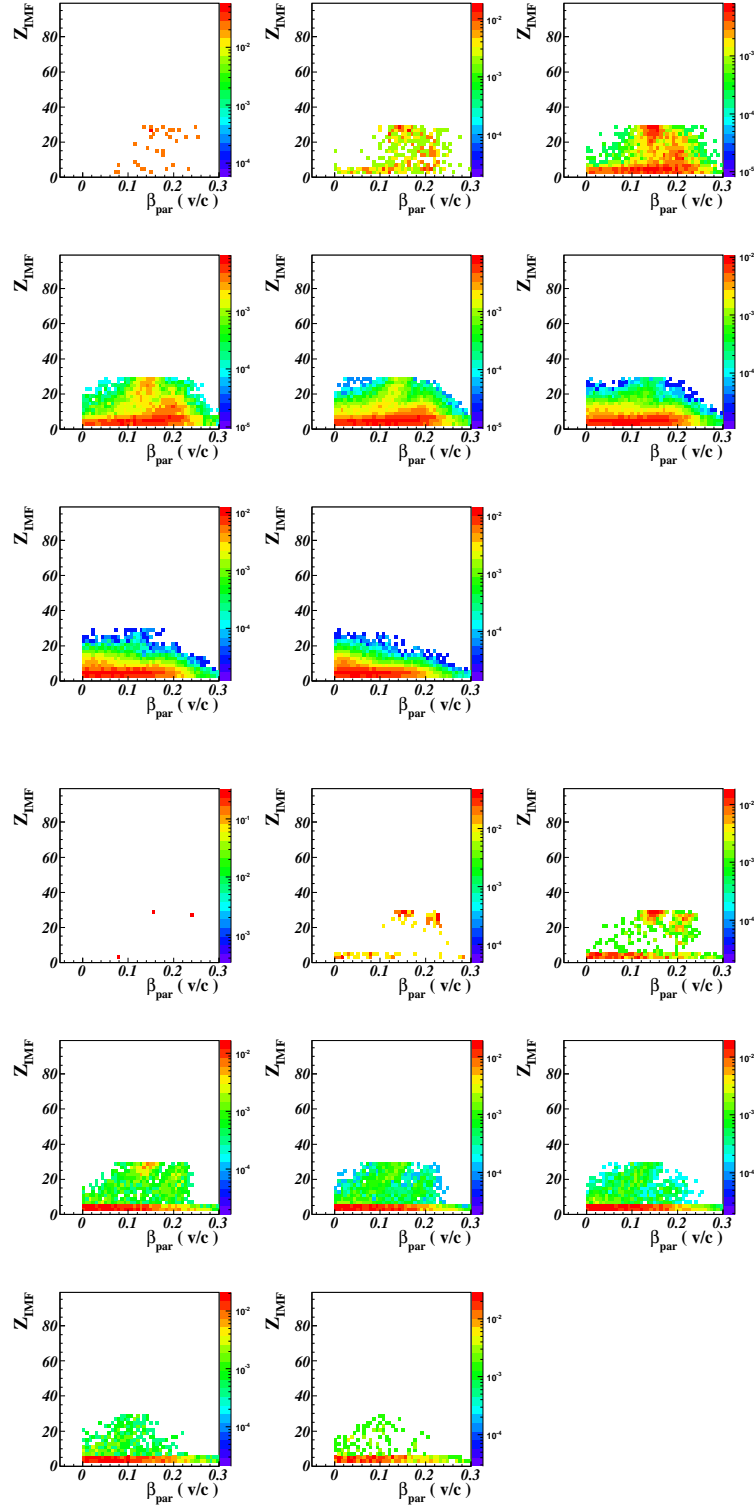


FIG. 5.7 – Système Au+Au à 80 MeV/u. Corrélations entre la charge Z des IMFs, de la branche gaz ($Z_{max} < 30$), et leur vitesse parallèle au faisceau V_{par} , par tranches d'énergie transverse réduite, pour les événements où Z_{max} est émis à l'arrière. En haut : les données. En bas : le modèle.

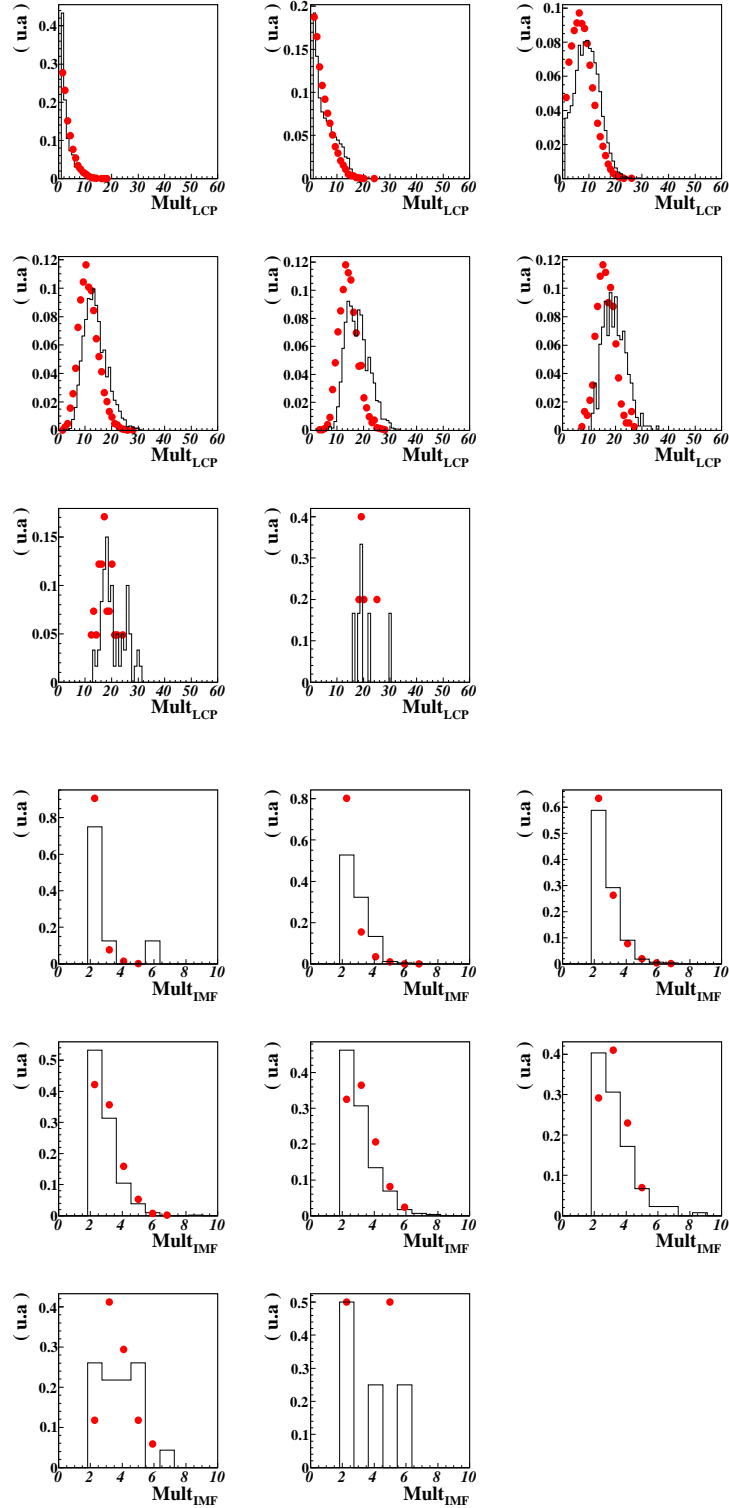


FIG. 5.8 – Système Au+Au à 80 MeV/u. Comparaison des multiplicités obtenues par le modèle (en noir) et dans les données (en rouge), pour la branche liquide ($Z_{max} > 30$). En haut (resp. en bas), la multiplicité de particules légères (resp. IMFs), pour chaque zone en énergie transverse réduite. Les événements sont sélectionnés par Z_{max} émis à l'arrière.

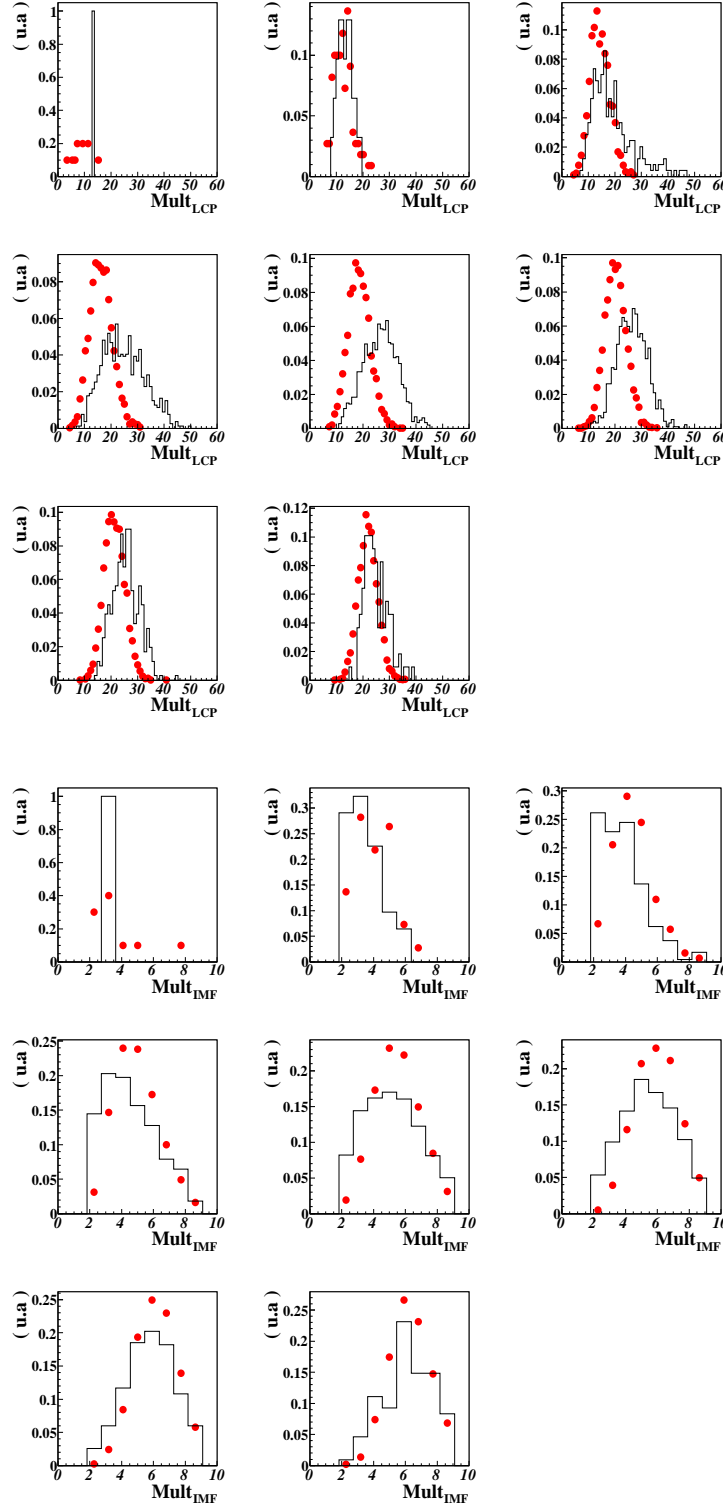


FIG. 5.9 – Système Au+Au à 80 MeV/u. Comparaison des multiplicités obtenues par le modèle (en noir) et dans les données (en rouge), pour la branche gaz ($Z_{max} < 30$). En haut (resp. en bas), la multiplicité de particules légères (resp. IMFs), pour chaque zone en énergie transverse réduite. Les événements sont sélectionnés par Z_{max} émis à l'arrière.

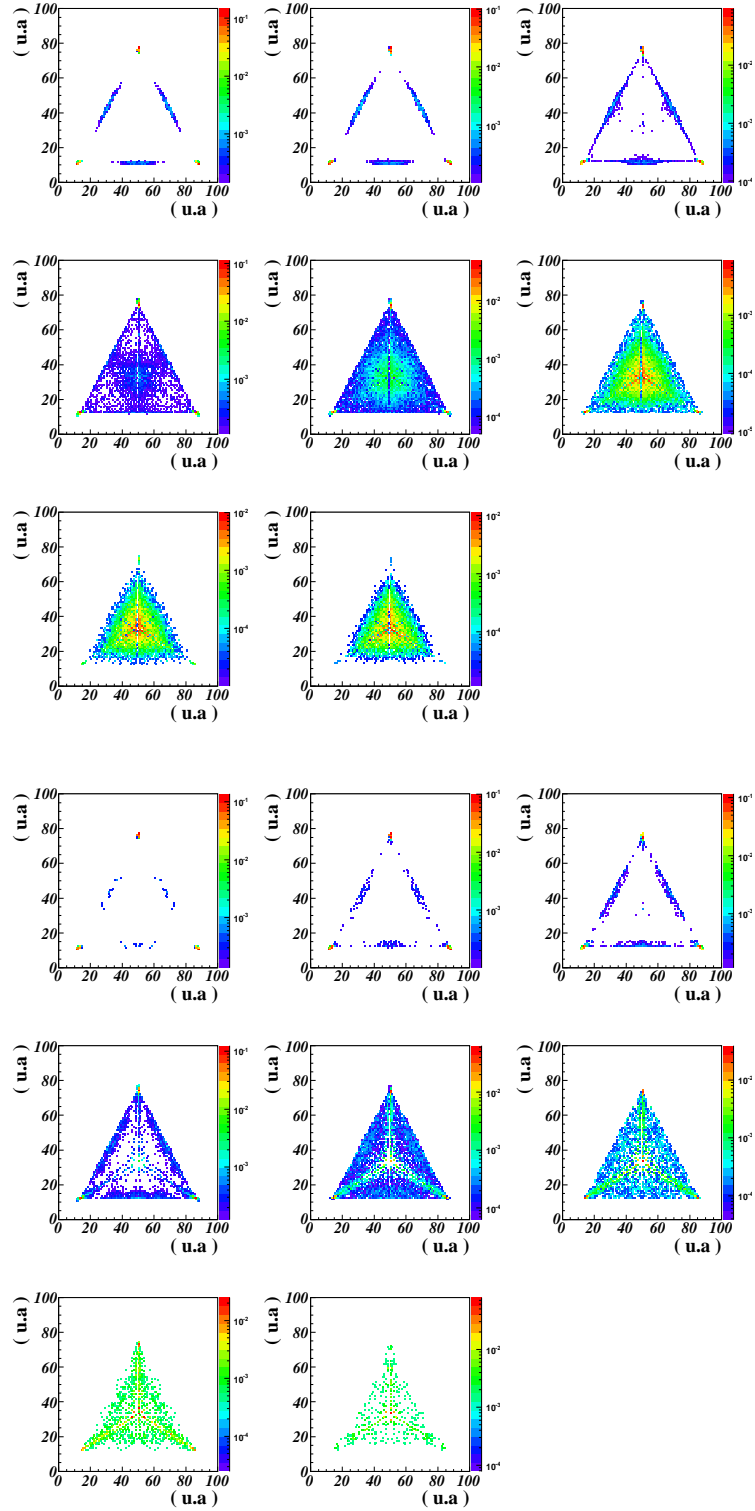


FIG. 5.10 – Système Au+Au à 80 MeV/u. Diagrammes de Dalitz, sur la taille des trois plus gros produits de réaction, par tranches d'énergie transverse réduite. En haut : les données. En bas : le modèle. Les événements sont sélectionnés par Z_{max} émis à l'arrière.

5.4 Conclusion

Nous avons utilisé, le générateur ELIE, construit sur une restriction forte qui empêche la possibilité d’une transition de phase, l’énergie d’excitation du quasi-projectile étant limitée. On a montré que ce modèle (couplé à la décroissance SIMON) ne peut reproduire les fragments observés dans les données, alors qu’un modèle de “multifragmentation” comme SMM en est capable. La série de comparaisons effectuées, a mis en évidence l’absence d’une voie de désexcitation importante dans le modèle pour reproduire la bimodalité.

La désintégration de la source ne se passe pas uniquement suivant des fissions séquentielles rendues possibles grâce au moment angulaire élevé du QP dans le modèle. Il manque un mécanisme de désexcitation.

En conclusion, la bimodalité n’est pas produite par un effet géométrique comme dans le cadre du modèle ELIE, ou de mélange d’événements, mais bien par la désexcitation du quasi-projectile, ce qui a déjà été montré en s’appuyant sur un autre modèle (HIPSE). De plus, le mode de désexcitation adopté par le modèle semble la cause principale de l’absence de bimodalité. En effet, une décroissance séquentielle n’est pas suffisante pour reproduire les données, notamment la charge des fragments. Dans une étude précédente, la bimodalité était interprétée, en s’appuyant sur le modèle HIPSE, comme due au moment angulaire transféré au QP [51]. C’est ce même mécanisme qui, dans ELIE, induit des fissions successives et réduit la valeur de Z_{max} mais nous venons de voir que de telles fissions successives ne peuplent pas les diagrammes de Dalitz comme le fait le processus de multifragmentation plus en accord avec les données.

En s’appuyant sur le fait que la famille de fragments peuplant la branche “gaz” est prédite par un modèle statistique tel que SMM, tout porte à croire que la présence d’un processus de multigragmentation est nécessaire à sa formation.

On peut affirmer que la bimodalité sur la variable Z_{max} est bien reliée à la désexcitation d’un noyau conditionnée par son énergie d’excitation. Considérer la bimodalité comme la signature d’une transition de phase de premier ordre semble une fois de plus en accord avec un ensemble cohérent de données.

La bimodalité dans les collisions centrales

Comme évoqué dans l'introduction de ce manuscrit, l'étude des collisions centrales désigne l'analyse d'événements dits "monosources" ou de "quasi fusion". Dans de tels scénarii, à l'inverse des collisions périphériques, tous les produits de désexcitation détectés sont issus d'un émetteur unique.

La sélection des collisions centrales, processus minoritaire par rapport aux collisions périphériques, ne peut se faire de façon simple. On pourra dans un premier temps utiliser un critère de complétude. À l'inverse des collisions périphériques, la complétude se fera désormais sur la charge totale détectée en imposant si Z_i désigne la charge, et P_i l'impulsion, des n différents produits détectés :

$$1.2(Z_{projectile} + Z_{cible}) \geq \sum_{i=1}^n Z_i \geq 0.8(Z_{projectile} + Z_{cible})$$

$$1.2(P_{projectile} + P_{cible}) \geq \left\| \sum_{i=1}^n \vec{P}_i \right\| \geq 0.8(P_{projectile} + P_{cible})$$

Ce critère nous assure un échantillon pour lequel la majorité des produits de réaction ont été détectés. De fait, les collisions les plus périphériques sont éliminées, mais cette sélection n'est pas suffisante pour isoler des événements à source unique.

La formation de monosources vient de collisions violentes donc très dissipatives. Les variables globales usuelles présentées précédemment (chapitre 2), telles que les variables de forme peuvent permettre un classement des événements selon la centralité de la réaction. On peut aussi faire appel à des outils de traitements statistiques qui permettent d'optimiser la discrimination des "collisions monosources" par rapport aux "collisions binaires", en prenant en compte de multiples caractéristiques contrairement aux simples variables globales. Une des méthodes disponibles, parmi les plus pertinentes dans le cadre de notre étude, est l'analyse factorielle discriminante (AFD). Dans les chapitres qui suivront, on s'appuiera sur cette méthode en utilisant l'information statistique maximale disponible pour chaque événement (par l'intermédiaire des moments multidimensionnels). De cette manière on espère disposer d'une classe d'événements monosource bien caractérisée qui ne sera biaisée par aucune coupure ou sélection.

6

Sélection des événements par Analyse Discriminante

L'analyse discriminante est une méthode statistique visant à prédire les propriétés des individus d'une population en se basant sur une série de variables descriptives. Pour cela, elle rattachera les individus à des groupes prédéfinis dont on connaît les caractéristiques. Elle s'applique alors à de nombreux domaines : la biologie, la médecine, la sociologie... Elle est aussi utilisée en physique des particules [58]. Dans notre cas, elle permettra de séparer les collisions binaires des collisions à source unique.

6.1 Description simple de la méthode d'analyse factorielle discriminante

Dans cette partie, on utilisera diverses définitions d'analyse statistique utiles à l'analyse discriminante [30]. Pour identifier au mieux les capacités de cette méthode, nous allons définir des concepts généraux de mesure reflétant la qualité de séparation entre deux ensembles.

6.1.1 La notion de recouvrement

Considérons deux ensembles distincts de points dans un espace quelconque. Si l'on définit une variable globale V calculable en chaque point et prenant une seule valeur par point, estimer le potentiel de discrimination de V revient à quantifier la capacité à replacer chaque individu dans son ensemble d'origine, à partir de la projection obtenue sur l'axe sous-tendu par V . La projection du sous-ensemble i sera notée $f_i(V)$. Pour cela, il faut définir un seuil S qui représentera la limite projetée "supposée" entre les 2 familles d'événements (voir figure 6.1). On définira alors le taux d'erreur comme étant la proportion d'individus mal attribués par rapport au nombre total d'individus :

$$T_E = \frac{\int_S^\infty f_1(V)dV + \int_{-\infty}^S f_2(V)dV}{\int_{-\infty}^\infty (f_1(V) + f_2(V))dV}$$

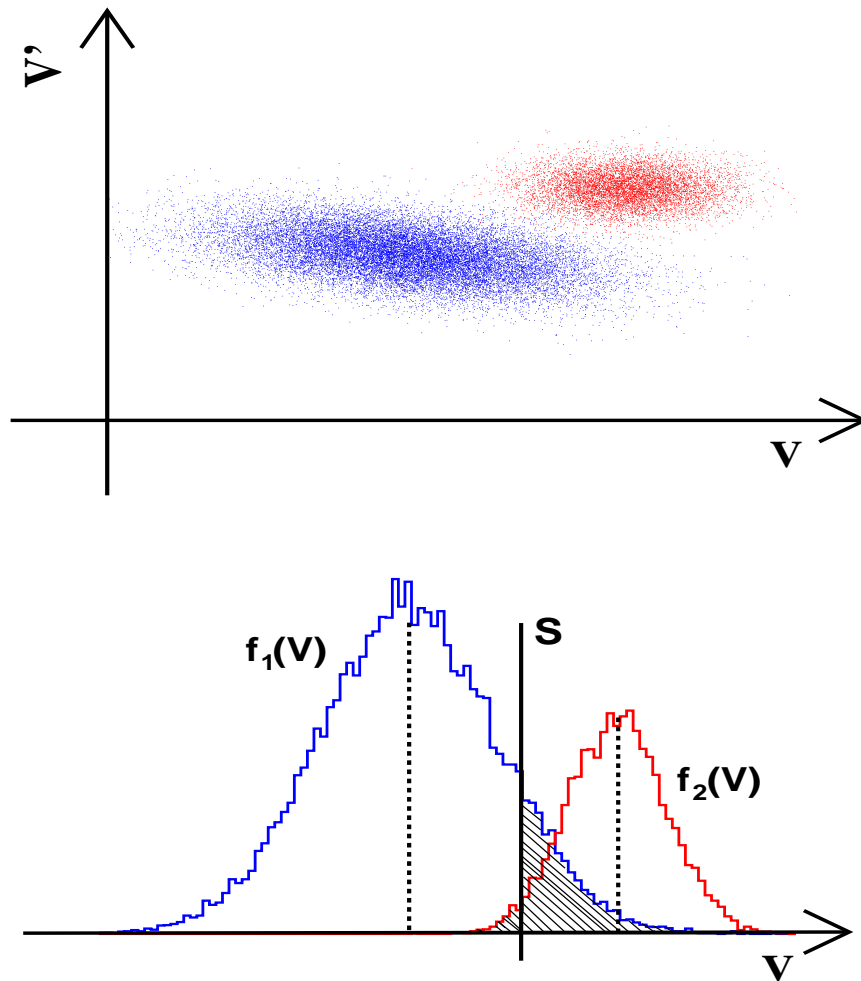


FIG. 6.1 – Frontière entre les ensembles de départ, la partie hachurée indique les événements mal attribués.

S sera donc idéalement placé lorsque le taux d'erreur sera minimal c'est à dire pour :

$$\frac{d}{dS}(T_E) \quad (\text{en } T_E = R) = 0 \Leftrightarrow f_1(S) = f_2(S)$$

Le recouvrement R sera donc défini comme étant la valeur minimum du taux d'individus mal classés. On aura alors $R \rightarrow 0$ si la variable considérée est assez sélective.

6.1.2 La notion de pouvoir discriminant

Cette autre quantité est couramment utilisée en statistique. Nous la définirons ici, en considérant le cas simple où deux catégories peuvent être décrites et distinguées dans un espace à 2 dimensions (V, V') . Si l'on considère deux axes dans cet espace, la projection des lots de départ sur ceux-ci présente deux distributions plus ou moins bien séparées. Il

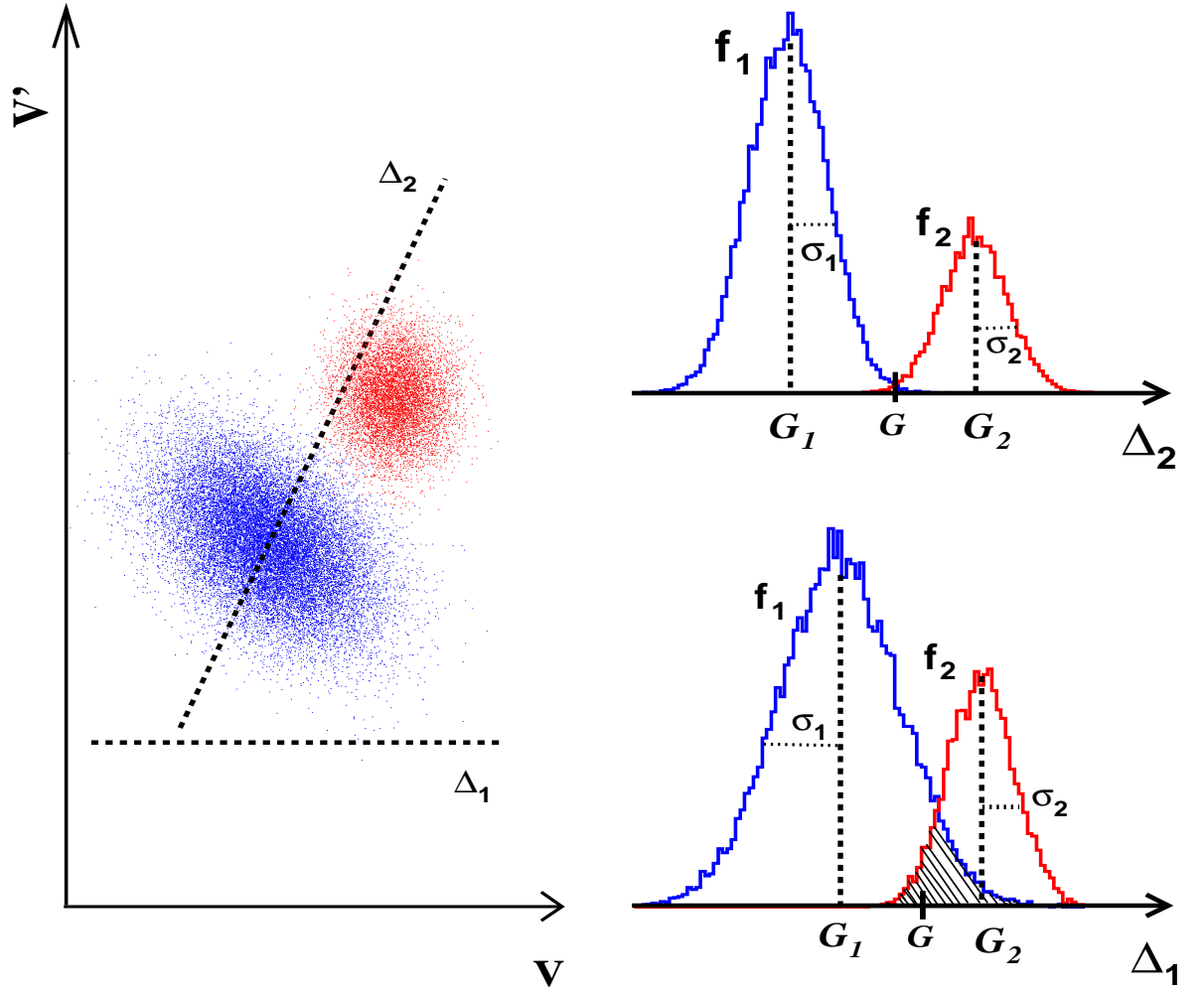


FIG. 6.2 – Ensemble de deux nuages dans un plan et leurs projections selon 2 axes portés par les droites Δ_1 et Δ_2 . Les quantités f_i, G_i et σ_i sont définies dans le texte.

est facilement compréhensible que la qualité de la discrimination est reliée à la largeur des distributions obtenues par projection et à leur écart relatif.

On définit alors (voir figure 6.2) :

- la variance interne

$$V^{int} = n_1 \sigma_1^2 + n_2 \sigma_2^2;$$
- la variance externe

$$V^{ext} = n_1 \overline{GG_1}^2 + n_2 \overline{GG_2}^2;$$
- la variance totale

$$V^{tot} = V^{int} + V^{ext};$$

avec :

- n_i la population de la catégorie i ;
- σ_i l'écart type la catégorie i ;
- $\overline{GG_i}$ la distance algébrique relative du barycentre de la catégorie i par rapport au centre de gravité de la distribution globale.

V^{int} représentera alors l'étalement inhérent à la largeur des distributions alors que V^{ext} reflètera celui dû à la séparation des deux distributions. Le pouvoir discriminant mettra en évidence la proportion de l'étalement total par rapport à celui résultant de la séparation.

$$\lambda = \frac{V^{ext}}{V^{tot}}$$

avec $\lambda \in [0,1]$; On a alors $\lambda \rightarrow 1$ lorsque les distributions sont très étroites et bien séparées.

6.2 L'Analyse Factorielle Discriminante

Concrètement, l'Analyse Factorielle discriminante (AFD) permet de rechercher la combinaison linéaire de différentes variables globales qui maximise le pouvoir discriminant λ défini précédemment. Sur le schéma 6.2, dans l'espace (V,V') la droite Δ_2 , combinaison linéaire des 2 composantes V V' , permet une bien meilleure discrimination que la droite Δ_1 reposant sur la simple variable V .

Dans ce qui suit, la méthode sera présentée de manière plus formelle [44].

6.2.1 Formalisme général

Considérons un échantillon statistique E de \mathbf{n} individus répartis en q classes connues. Chaque individu peut être caractérisé par un ensemble de \mathbf{p} variables. D'un point de vue formel, on définit alors une matrice à \mathbf{n} lignes et \mathbf{p} colonnes :

$$M = (x_{ij})$$

.

L'Analyse factorielle discriminante appliquée sur E revient à chercher les combinaisons linéaires des \mathbf{p} variables dont les valeurs sépareront au mieux les q classes d'individus. Cela revient à souligner les différences entre les catégories (maximiser la variance externe) tout en réduisant l'étendue de chacune d'elle (minimiser la variance interne).

6.2.2 Détermination des fonctions discriminantes

Pour un individu donné i de l'échantillon E , la fonction discriminante $\mathbf{u}(\mathbf{i})$ est une combinaison linéaire des p coordonnées x_{ij} pondérées par les coefficients u_j ($j \in [1, p]$) :

$$\mathbf{u}(\mathbf{i}) = \sum_{j=1}^p u_j (x_{ij} - \bar{x}_j)$$

avec :

$$\bar{x}_j = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_{ij}$$

Dans le cas de notre étude, les variables seront centrées normées, on a donc :

$$\begin{aligned} \bar{x}_j &= 0 \\ \mathbf{u}(\mathbf{i}) &= \sum_{j=1}^p u_j x_{ij} \\ \overline{\mathbf{u}(\mathbf{i})} &= \sum_{j=1}^p u_j \bar{x}_j = 0 \end{aligned}$$

On peut alors déterminer la variance $V(\mathbf{U})$ de la fonction discriminante : $\mathbf{U} = \mathbf{u}(\mathbf{i})_{i \in N_n^*}$, telle que :

$$\begin{aligned} V(\mathbf{U}) &= \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (u(\mathbf{i}) - \overline{u(\mathbf{i})})^2 \\ &= \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n u(\mathbf{i})^2 - 0 \\ &= \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \left[\sum_{j=1}^p u_j x_{ij} \right]^2 \\ V(\mathbf{U}) &= \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^p \sum_{j'=1}^p u_j u_{j'} (x_{ij} x_{ij'}) \end{aligned}$$

On pose :

$$t_{jj'} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (x_{ij} x_{ij'})$$

Donc :

$$\begin{aligned} V(\mathbf{U}) &= \sum_{j=1}^p \sum_{j'=1}^p u_j u_{j'} t_{jj'} \\ V(\mathbf{U}) &= \mathbf{U}^T V^{tot} \mathbf{U} \end{aligned}$$

Comme défini précédemment, on utilise ici V^{tot} , la matrice de variances-covariances des \mathbf{p} variables. D'après le théorème d'Huygens, la décomposition de la variance s'écrit : $V^{tot} = V^{int} + V^{ext}$.

$$V(\mathbf{U}) = \mathbf{U}^T V^{ext} \mathbf{U} + \mathbf{U}^T V^{int} \mathbf{U}$$

Maximiser la variance externe et minimiser la variance interne revient à chercher \mathbf{U} telle que la quantité suivante soit maximale :

$$\frac{\mathbf{U}^T V^{ext} \mathbf{U}}{\mathbf{U}^T V^{tot} \mathbf{U}} = f(\mathbf{U})$$

Or, $f(\mathbf{U})$ étant homogène de degré 0 en \mathbf{U} , la relation précédente se ramène à une recherche sous contrainte. On maximisera alors :

$$\mathbf{U}^T V^{ext} \mathbf{U}$$

avec la contrainte :

$$\mathbf{U}^T V^{tot} \mathbf{U} = 1 \quad (i)$$

Si l'on considère λ multiplicateur de Lagrange, on peut écrire :

$$L = \mathbf{U}^T V^{ext} \mathbf{U} - \lambda(\mathbf{U}^T V^{tot} \mathbf{U} - 1)$$

Maximiser sous contrainte revient alors à résoudre le système suivant pour annuler la dérivée de L . soit :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial L}{\partial \mathbf{U}} = 2(V^{ext} \mathbf{U} - \lambda V^{tot} \mathbf{U}) = 0 \\ \frac{\partial L}{\partial \lambda} = \mathbf{U}^T V^{tot} \mathbf{U} - 1 = 0 \end{array} \right. \Leftrightarrow \left\{ \begin{array}{l} V^{ext} \mathbf{U} = \lambda V^{tot} \mathbf{U} \\ \mathbf{U}^T V^{tot} \mathbf{U} = 1 \end{array} \right. \quad (ii)$$

Si V^{tot} est inversible, alors on peut écrire : $(V^{tot})^{-1} V^{ext} \mathbf{U} = \lambda \mathbf{U}$. En multipliant à gauche par : \mathbf{U}^T et grâce à (i) :

$$\lambda = \mathbf{U}^T V^{ext} \mathbf{U}$$

λ le pouvoir discriminant, est alors le maximum recherché de $f(\mathbf{U})$ et représente la plus grande valeur propre de $(V^{tot})^{-1} V^{ext}$, associée au vecteur propre \mathbf{U} .

Le vecteur \mathbf{U} associé à la valeur propre λ détermine la fonction discriminante combinaison linéaire des \mathbf{p} variables initiales. De manière plus représentative, \mathbf{U} est l'axe qui permet la meilleure discrimination des q sous ensembles de départ. Si nous revenons à notre cadre d'analyse, cette méthode devrait permettre de discriminer au mieux les collisions centrales des collisions périphériques.

6.2.3 De manière pratique

Afin d'utiliser de manière correcte l'analyse discriminante, il faut décrire au mieux les événements physiques. La détection des produits chargés nous permet d'associer à chaque objet, issu de la réaction, 4 informations : la charge et les trois composantes spatiales du vecteur vitesse. C'est l'ensemble de ces objets qui permettra de caractériser un événement à travers une variable globale. On peut alors construire les moments multidimensionnels M_{jklm} [23]. Les moments d'ordre 0 (M_{0000}) représentent la multiplicité de particules de l'événement. Les moments d'ordre 1 représentent quant à eux les valeurs moyennes de la masse (M_{1000}) ou de l'énergie cinétique selon l'un des axes (x,y,z) ($M_{0100}, M_{0010}, M_{0001}$). Quant aux moments d'ordre 2, ils représentent la déviation standard de la masse (M_{2000}) et de l'énergie cinétique selon les 3 axes (x,y,z) ($M_{0200}, M_{0020}, M_{0002}$). Pour les autres combinaisons des indices j,k,l,m, les moments sont calculés par la formule :

$$M_{jklm} = \left\{ \frac{1}{M_{ult}} \sum_i^{Mult} \left(\frac{E_A(i) - \overline{E_A}}{\sigma_A} \right)^j \left(\frac{E_x(i) - \overline{E_x}}{\sigma_x} \right)^k \left(\frac{E_y(i) - \overline{E_y}}{\sigma_y} \right)^l \left(\frac{E_z(i) - \overline{E_z}}{\sigma_z} \right)^m \right\}^\delta$$

avec $\delta = \frac{1}{j+k+l+m}$

E_A représente alors l'énergie de masse, et $E_\nu(i)$ pour $\nu \in x, y, z$ est l'énergie cinétique de la particule ou fragment (i) selon l'axe ν . Les ordres supérieurs ($j, k, l, m > 4$) ne sont pas pris en compte et peuvent être négligés compte tenu de leur faible information statistique par rapport aux ordres les plus bas [57]. Les événements sont alors plongés dans un espace sous-tendu par une base de Hilbert de \mathbf{p} variables décrivant le système. Ici $p=625$. L'AFD déterminera les coordonnées u_{jklm} permettant la meilleure discrimination des lots de départ. La fonction discriminante dite D_{625} sera définie à partir des moments quadridimensionnels comme suit :

$$D_{625} = \sum_{(j,k,l,m)=0}^4 u_{jklm} M_{jklm}.$$

6.3 L'apprentissage

Comme nous l'avons mentionné dans la partie précédente, les sous-ensembles d'événements sont supposés connus (dans notre cas, il y en a 2). La méthode permettant de séparer au mieux ces lots pourra, par extension, rapprocher les topologies de tous les événements de notre ensemble statistique de l'un ou l'autre des deux ensembles de référence. Il est donc nécessaire que ces échantillons de départ soient clairement définis et distincts. Dans notre cadre d'étude, ceci revient à dire que l'on cherchera des groupes d'événements reflétant d'une part des topologies issues de collisions centrales, et d'autre part, des topologies de collisions périphériques. Nous avons besoin pour cela de caractéristiques précises représentant distinctement chaque groupe. À l'inverse, ces ensembles devront couvrir un domaine assez large de l'espace des phases, afin que les propriétés des événements de chaque ensemble de référence ne soient pas trop spécifiques. Sans cette précaution, il sera difficile

de rattacher la majorité des événements à l'une ou l'autre des topologies "extrêmes". La première étape de la méthode visant à définir les lots monosources et binaires de référence sera nommée apprentissage.

6.4 Application de l'Analyse Factorielle Discriminante

Par souci de clarté, seuls les résultats obtenus sur les systèmes Ni+Ni à 32 MeV/u et Xe+Sn à 25 MeV/u seront présentés afin de décrire la méthode. Toutefois, chacune des étapes qui suivent a été réalisée sur les autres énergies incidentes disponibles. Afin d'assurer la qualité de la détection, tous les résultats présentés ici, concernant les collisions centrales sont conditionnés par une sélection en complétude telle que :

$$1.2(Z_{projectile} + Z_{cible}) \geq \sum_{i=1}^n Z_i \geq 0.8(Z_{projectile} + Z_{cible})$$

$$1.2(P_{projectile} + P_{cible}) \geq \left\| \sum_{i=1}^n \vec{P}_i \right\| \geq 0.8(P_{projectile} + P_{cible})$$

où Z_{cible} , Z_{proj} , Z_{tot} représentent respectivement la charge de la cible, du projectile, et la charge totale détectée. Avec les mêmes notations, P_{proj} , P_{tot} représentent l'impulsion du projectile et l'impulsion totale détectée.

6.4.1 Apprentissage : définition des 2 classes d'événements

Nous travaillerons dans cette analyse directement sur les données issues de l'expérience, sans nous baser sur un modèle. Les lots à trier correspondant aux collisions monosources et binaires ne sont donc pas identifiés de manière immédiate. Afin de distinguer ces deux lots, nous nous baserons sur la méthode utilisée sur les collisions Ni+Ni de la seconde campagne de mesure INDRA [61]. Nous montrerons ensuite les inconvénients véhiculés par cette méthode et tenterons d'y remédier.

6.4.2 La sélection de référence utilisée sur Ni+Ni 32 MeV/u

Dans cette partie, l'apprentissage sera réalisé comme dans la thèse [61]. Pour les collisions Xe+Sn, les sélections ont été adaptées à la taille du système par rapport à la référence obtenue sur Ni+Ni. Ces sélections sont résumées dans le tableau 6.1. Pour distinguer les collisions centrales des collisions périphériques, trois critères sont utilisés.

La différenciation s'appuie dans un premier temps sur la forme de l'événement caractérisée par : Le Moment de Fox d'ordre 2 (H_2), et l'isotropie (R_{iso}), définis dans le chapitre 2. Dans la suite, par abus de langage, ces variables reposant sur la cinématique de la réaction, on nommera cette condition "sélection cinématique".

Dans un deuxième temps, on cherchera à affiner la description des lots de départs. Pour cela, on utilisera des critères, à partir de variables globales simples, pour l'ensemble des événements qui n'ont pas été retenus par la "sélection cinématique".

	Monosource		Binaires	
	Xe+Sn 25 MeV/u	Ni+Ni 32 MeV/u	Xe+Sn 25 MeV/u	Ni+Ni 32 MeV/u
Sélection cinématique	$R_{Iso} > 0.7$ et $H_2 < 0.3$		$R_{Iso} < 0.7$ et $H_2 > 0.3$	
Sélection statique	$Z_{max} - Z_{max-1} > 20$	$Z_{max} - Z_{max-1} > 8$	$Z_{max} - Z_{max-1} < 6$ et $Z_{max} > 20$ et $Z_{max} > 6$	
	Condition C_2		Condition C_1	

TAB. 6.1 – Récapitulatif des sélections utilisées pour l'apprentissage.

Une façon simple de qualifier les collisions périphériques est d'utiliser le fait qu'elles donnent naissance à un quasi-projectile et à une quasi-cible. On peut alors considérer les événements qui présentent deux fragments lourds, proches de la taille du projectile, comme collisions périphériques. C'est l'objectif visé par la condition C_1 : $Z_{max} - Z_{max-1} < 6$ et $Z_{max} > 6$ pour Ni+Ni. À l'inverse dans un régime de quasi fusion dans lequel on observe la formation d'une seule source et éventuellement d'un résidu, les deux fragments les plus lourds sont très différents, et la condition C_2 : $Z_{max} - Z_{max-1} > 8$ vise à attribuer ce type d'événement asymétrique, aux "monosources". On remarquera que ce critère n'est efficace que pour des énergies d'excitation limitées, c'est à dire en dessous du seuil de multifragmentation.

Une fois les lots de référence connus, on effectue l'AFD afin d'obtenir la variable discriminante D_{625} . La distribution obtenue est large et présente un épaulement dans le cas des collisions Ni+Ni à 32 MeV/u (figure 6.3). On peut alors ajuster la variable discriminante par deux gaussiennes en vue de matérialiser la position des sous ensembles d'événements "monosources" et "binaires" et leur recouvrement.

Ni+Ni à 32 MeV/u					
-0.2	<	D_{625}	<	-0.05	collisions centrales
-0.05	<	D_{625}	<	0	mélange centrales périphériques
0	<	D_{625}	<	0.05	mélange centrales périphériques
0.05	<	D_{625}	<	0.15	collisions périphériques
Xe+Sn à 25 MeV/u					
0.025	<	D_{625}	<	0.07	collisions centrales
0.015	<	D_{625}	<	0.025	mélange centrales périphériques
-0.02	<	D_{625}	<	0.015	mélange centrales périphériques
-0.07	<	D_{625}	<	-0.02	collisions périphériques

 TAB. 6.2 – Les différentes bandes de D_{625} .

Si chaque gaussienne correspond à une famille d'événements, la variable D_{625} permettra d'isoler 4 classes différentes (tableau 6.2). Les deux classes extrêmes sont clairement

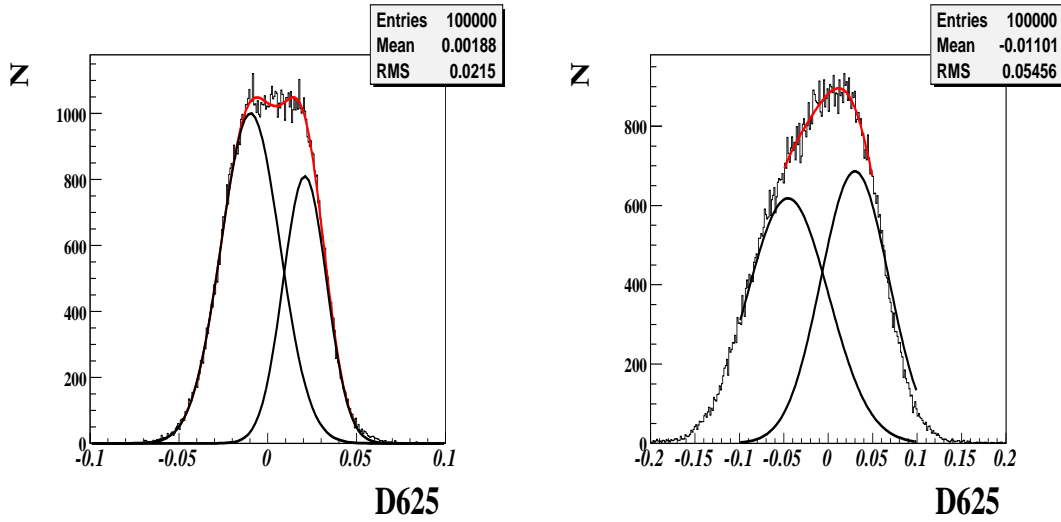


FIG. 6.3 – Gauche : Xe+Sn 25 MeV/u, Droite : Ni+Ni 32 MeV/u. En noir, la distribution de D_{625} . En rouge l'ajustement par 2 gaussiennes matérialisée sur la figure.

attribuables aux familles “bi” et “mono”source respectivement, alors que les deux familles intermédiaires correspondent à des mélanges. On peut vérifier la validité de ce tri en considérant des observables permettant de distinguer les topologies binaires de celles à source unique. Sur les figures 6.4 et 6.5, pour les deux systèmes considérés, on constate un passage d’une configuration présentant une source sphérique, qui émet un résidu et des fragments légers, vers une situation où les deux protagonistes de la réaction (QP et QT) sont clairement visibles, caractérisés par la présence de deux fragments lourds dont les vitesses sont piquées respectivement à l’avant et à l’arrière du centre de masse. La variable discriminante permet bien la séparation des différentes catégories de collisions.

L’analyse factorielle discriminante a déjà fait ses preuves sur le système Ni+Ni. Nous avons montré que des sélections identiques, dans la mesure où elles sont ajustées à la taille du système, conduisent à une discrimination semblable des événements centraux et périphériques. Cette observation est valable quelle que soit l’énergie incidente.

L’apprentissage, et, par extension, la méthode, présentent donc l’avantage d’être indépendants du système considéré. Il est toutefois nécessaire d’ajuster les bandes 1 à 4 en fonction de la distribution de D_{625} obtenue.

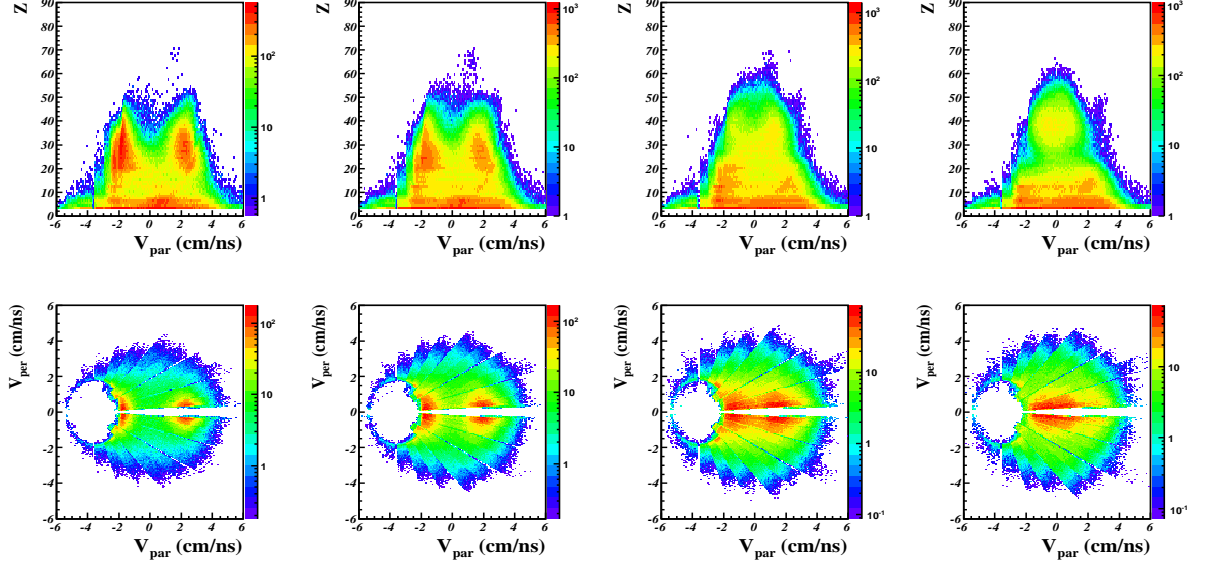


FIG. 6.4 – système Xe+Sn à 25 MeV/u. cadres 1 à 4, haut : Corrélations Charge et vitesse parallèle dans le centre de masse des fragments ($Z \geq 5$), bas : vitesses parallèles et vitesses perpendiculaires des fragments dans le centre de masse. Apprentissage réalisé avec les sélections du tableau 6.1. Les cadres correspondent aux zones définies dans le tableau 6.2.

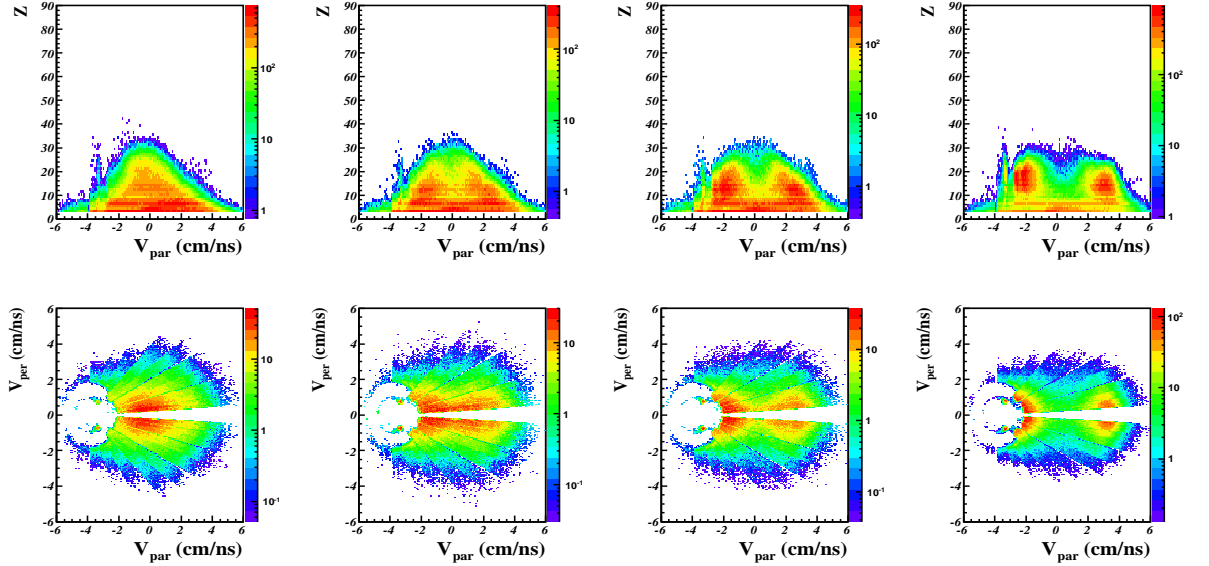


FIG. 6.5 – système Ni+Ni à 32 MeV/u. cadres 1 à 4, haut : Corrélations Charge et vitesse parallèle dans le centre de masse des fragments ($Z \geq 5$), bas : vitesses parallèles et vitesses perpendiculaires des fragments dans le centre de masse. Apprentissage réalisé avec les sélections du tableau 6.1. Les cadres correspondent aux zones définies dans le tableau 6.2.

6.4.3 Un apprentissage approprié pour la bimodalité

La distribution de D_{625} présente un critère visuel simple (épaulement) pour mettre en évidence le lot d'événements monosource. Bien que les résultats obtenus soient très satisfaisants, la légitimité de cet apprentissage est à discuter. En effet, pour mener des études, comme la bimodalité, qui concernent la taille des fragments, il est préférable de ne pas utiliser les sélections présentées dans le tableau 6.1. L'ambiguïté concerne l'intégration explicite dans l'AFD d'une sélection sur l'asymétrie entre les deux fragments les plus lourds pour définir les événements monosource. L'étude de la bimodalité, basée sur l'observation de la variable Z_{max} , pourrait être biaisée par le critère C_2 . Par cette sélection, on pourrait obtenir des partitions particulières conduisant à l'observation d'une bimodalité non pas liée aux propriétés intrinsèques des "monosources" mais due à la méthode chargée d'isoler ces événements. Dans la suite de cette thèse, on utilisera les sélections du tableau 6.1 mais on retirera le critère C_2 . Une étude détaillée de l'effet produit par les différentes étapes de l'apprentissage est présentée dans l'annexe B.

Considérons à présent le résultat obtenu pour un apprentissage basé sur le tableau 6.1 en retirant le critère de sélection C_2 . Dans les figures 6.6 et 6.7, on trie par bandes de D_{625} , et l'on vérifie l'évolution des topologies. On constate que le résultat issu de cet apprentissage est très semblable à celui obtenu précédemment. En effet, dans le cadre correspondant aux collisions centrales, apparaît une accumulation d'événements de type "fusion - évaporation". La distribution de charge présente des fragments lourds, avec des vitesses proches de celles du centre de masse, accompagnés de fragments beaucoup plus légers. Dans l'annexe B, on analysera de manière détaillée les différences entre les divers apprentissages. On mentionnera ici que la distribution de D_{625} obtenue n'est pas facilement décomposable en une somme de deux gaussiennes distinctes comme la figure 6.3 semblait l'autoriser.

L'AFD est maintenant en adéquation avec l'étude de la bimodalité. Elle semble pertinente, au sens où :

- elle isole le même type d'événements indépendamment du système choisi (sous réserve d'utiliser des sélections semblables pour l'apprentissage),
- elle permet de sélectionner des événements qui ont des topologies compatibles avec des monosources, sans condition préalable sur les fragments qui les constituent.

Toutefois, la distribution de D_{625} obtenue trie les d'événements de manière continue et ne présente pas de critère visuel pour séparer clairement les classes entre elles, y compris celle des monosources.

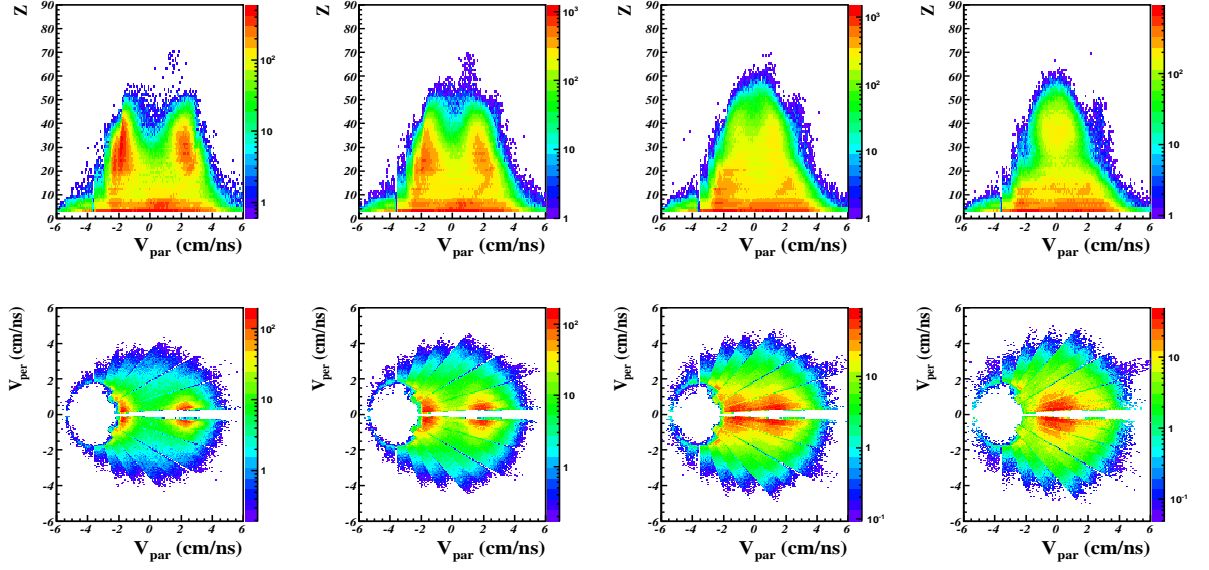


FIG. 6.6 – système Xe+Sn à 25 MeV/u. cadres 1 à 4, haut : Corrélations Charge et vitesse parallèle dans le centre de masse des fragments ($Z \geq 5$), bas : vitesses parallèles et vitesses perpendiculaires dans le centre de masses des fragments.

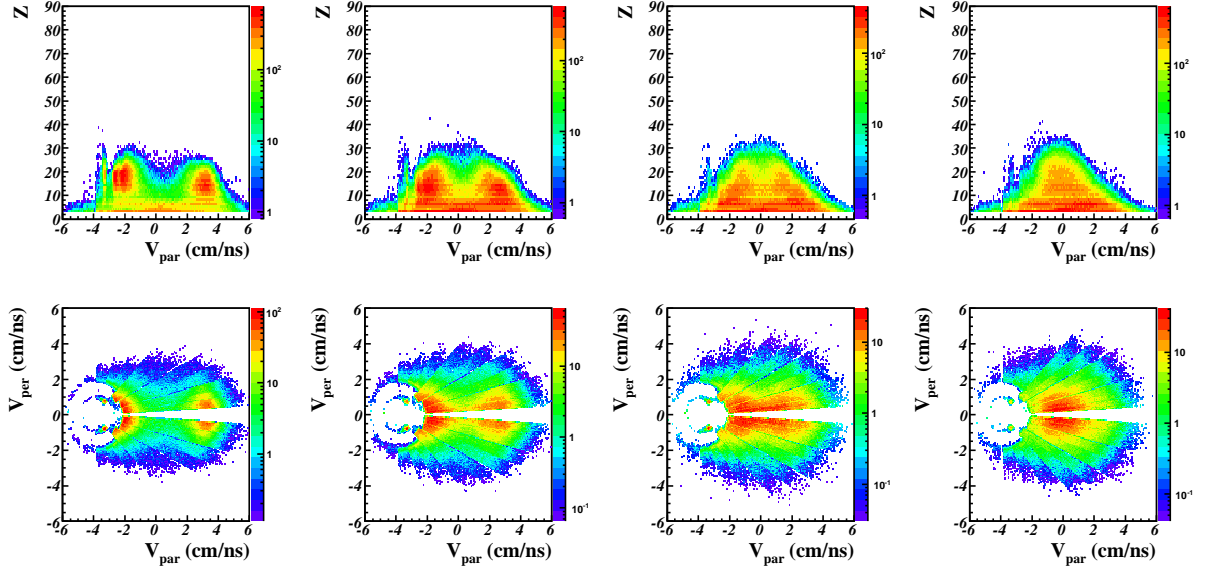


FIG. 6.7 – système Ni+Ni à 32 MeV/u. cadres 1 à 4, haut : Corrélations Charge et vitesse parallèle dans le centre de masse des fragments ($Z \geq 5$), bas : vitesses parallèles et vitesses perpendiculaires dans le centre de masses des fragments.

6.5 Propriétés comparées des événements sélectionnés par l'AFD

Dans la partie précédente §6.4.3, nous avons mis au point une méthode de tri en centralité. Nous allons à présent mettre en évidence les différences de comportement de plusieurs variables en fonction des différentes bandes de D_{625} . De nouveau, par souci de clarté, seuls les résultats obtenus sur le système Xe+Sn à 25 MeV/u seront présentés dans la suite. Les résultats obtenus dans cette partie sont très comparables à ceux obtenus sur Ni+Ni à 32 MeV/u [61]. Les même ensembles de figures pourront être consultés dans l'annexe B pour les autres énergies incidentes disponibles du système Xe+Sn.

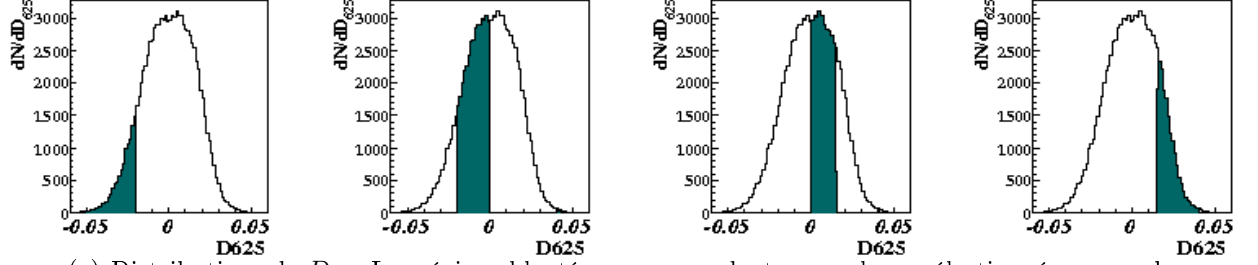
6.5.1 Variables cinématiques

Nous allons représenter pour les même tranches de D_{625} un ensemble de variables cinématiques dans le système du centre de masse. La figure 6.8(b), met clairement en évidence l'évolution entre les différents types de collisions. Dans la zone (1), on distingue deux contributions qui correspondent à la quasi-cible et au quasi-projectile. Au contraire, dans la zone (4), on distingue un unique gros fragment piqué à la vitesse du centre de masse. Ces observations sont compatibles avec l'interprétation d'événements bisources (zone (1)) ou monosource (zone (4)). Les zones (2) et (3) présentent une évolution continue entre les deux configurations précédentes.

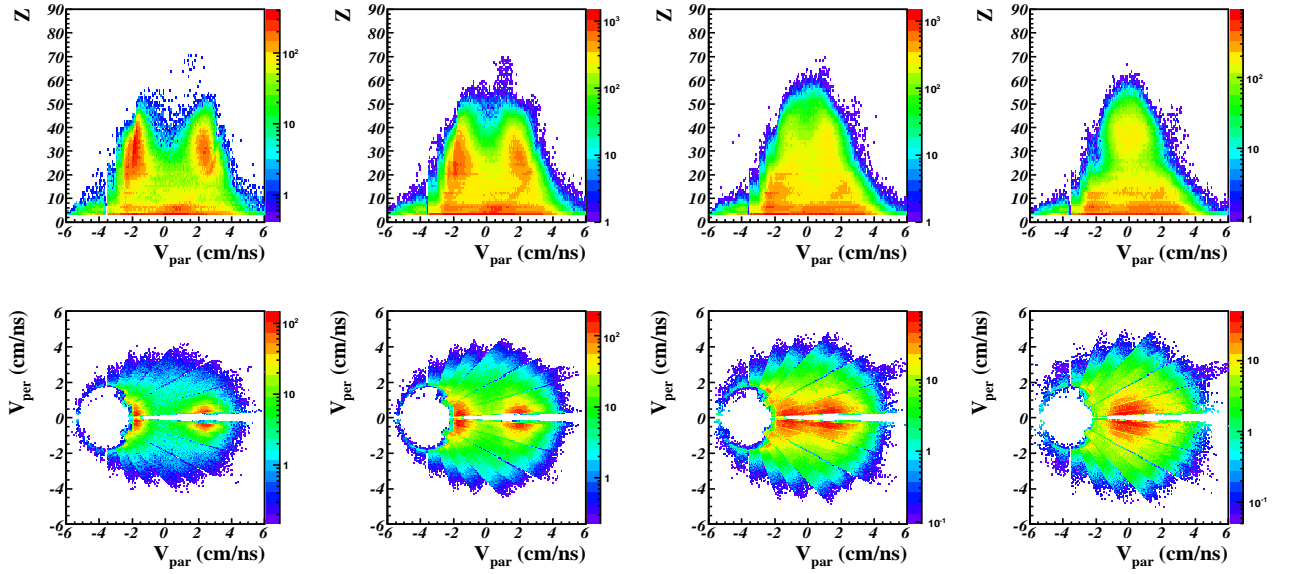
On peut compléter cette observation, en traçant la distribution d'énergie cinétique moyenne des fragments en fonction de leur taille (figure 6.8(c)). On constate que les fragments les plus lourds de la zone (1) sont ceux qui transportent le plus d'énergie cinétique, contrairement à la zone (4) où les plus gros fragments de l'événement sont les moins énergiques.

Considérons à présent les distributions angulaires des fragments ($Z \geq 5$) et des particules légères représentées sur la figure 6.9. La répartition angulaire des particules légères exhibe des distributions piquées avant arrière et ce, quelle que soit la classe d'événements considérée (zones (1) à (4)). Ces particules peuvent trouver leur origine dans l'émission de pré-équilibre. Dans le cas des fragments, de gauche à droite, on constate une nette évolution concernant leur émission. Pour les collisions plus périphériques (zone (1)), les fragments sont émis dans des régions très précises de l'espace par deux sources différentes, ce qui provoque des distributions très piquées à 0° et 180° . Dans la zone (4), l'anisotropie est fortement atténuée, mais ne disparaît pas. Cette observation, déjà présente dans les données Ni+Ni à 32 MeV/u reflète différents aspects : le rôle du moment angulaire dans la désexcitation des monosources ; les émissions de pré-équilibre ; et le rôle des collisions à paramètre d'impact faible mais non nuls libérant de petits résidus de projectile et de cible. Il est donc très difficile d'assurer que les collisions sélectionnées soient uniquement des monosources.

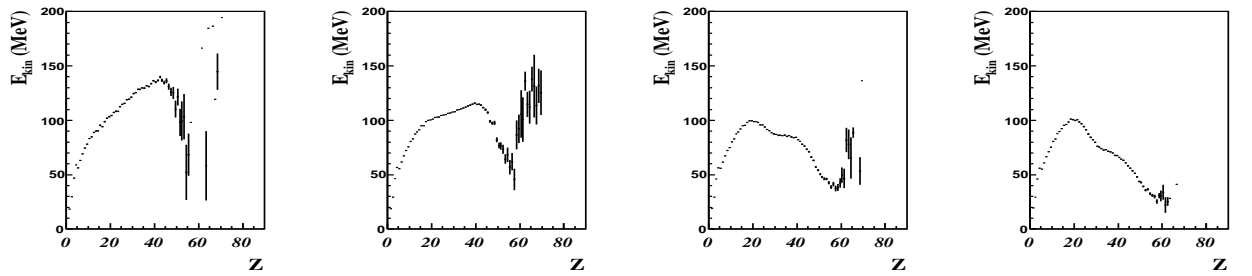
6.5. Propriétés comparées des événements sélectionnés par l'AFD



(a) Distributions de D_{625} . Les régions bleutées correspondent aux valeurs sélectionnées pour chaque case



(b) Haut : Corrélation entre la charge des fragments ($Z \geq 5$) et leur vitesse dans le centre de masse. Bas : Corrélations des vitesses parallèles et perpendiculaires.



(c) Corrélation entre la charge et l'énergie cinétique moyenne, dans le centre de masse, des fragments détectés

FIG. 6.8 – Différentes quantités cinématiques pour différentes tranches de D_{625} pour le système Xe+Sn à 25 MeV/u.

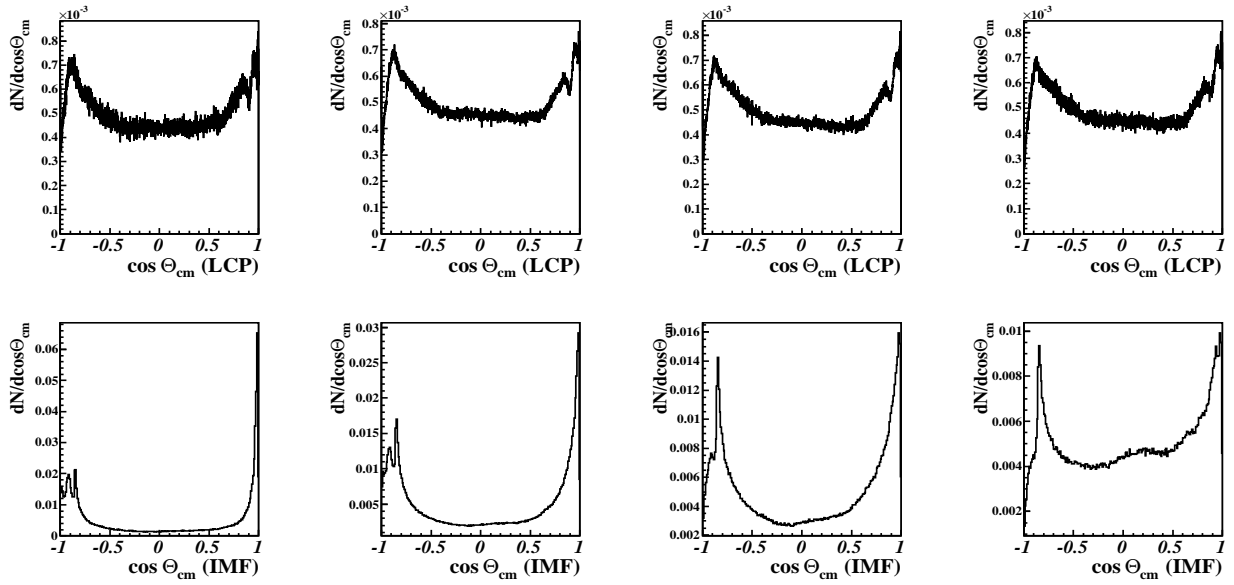


FIG. 6.9 – Haut : Distribution angulaire des particules chargées ($Z < 5$) dans le centre de masse. Bas : Distribution angulaire des fragments ($Z \geq 5$) dans le centre de masse, pour le système Xe+Sn à 25 MeV/u.

6.5.2 Variables statiques

Les variables statiques fournissent au premier ordre une idée des caractéristiques de la collision. Si l'on s'intéresse à la taille du fragment le plus lourd Z_{max} (figure 6.10(a)), on constate une évolution ténue entre les zones (1) et (4) avec la centralité de la collision. Toutefois, on dégage les tendances attendues. Par exemple, la zone (1) est peuplée d'événements constitués de fragments autour de la taille du projectile, leurs charges n'excède pas 50 et $\overline{Z_{max}} \approx 35$. La zone (2) contient des collisions périphériques plus dissipatives, pour lesquelles la taille moyenne du fragment le plus lourd est plus faible ($\overline{Z_{max}} \approx 30$). Dans la zone (3), des fragments de taille plus importante que celle du projectile commencent à apparaître ($\overline{Z_{max}} \geq 50$). La zone (4) contient des fragments dont la charge est supérieure à 50 et $\overline{Z_{max}} \approx 35$. Les distributions en charge de la figure 6.10(a) confirment les observations précédentes. Les collisions les plus centrales, présentent une recrudescence de fragments lourds par rapport aux autres zones. Fragments qui, bien qu'en faible nombre, peuvent atteindre des tailles importantes. On notera toutefois l'accumulation de fragments de taille $Z = 40$ proche de la taille du projectile.

La corrélation en charge entre le premier et deuxième plus gros produit de la réaction (res. Z_{max} et Z_{max-1}) s'étale sur une large gamme pour les collisions centrales (zones 3,4). Dans ces zones, pour une minorité d'événements, on peut observer des comportements reflétant une fragmentation symétrique. Mais plus souvent, la fragmentation est très asymétrique, évoquant un résidu de fusion accompagné de fragments légers. À l'inverse, dans les zones de collisions périphériques (zones 1,2), les charges des deux plus gros produits chargés de l'événement sont très voisines, indiquant la présence d'un quasi-projectile et d'une quasi-cible.

Comme on a défini dans le chapitre 3.2 l'asymétrie entre les deux produits chargés les plus lourds, on peut définir ici l'asymétrie entre les trois premiers produits les plus lourds. Elle se calcule comme suit :

$$Asym_{123} = \frac{\sqrt{(Z_{max} - \overline{Z})^2 + (Z_{max-1} - \overline{Z})^2 + (Z_{max-2} - \overline{Z})^2}}{\sqrt{6}\overline{Z}}$$

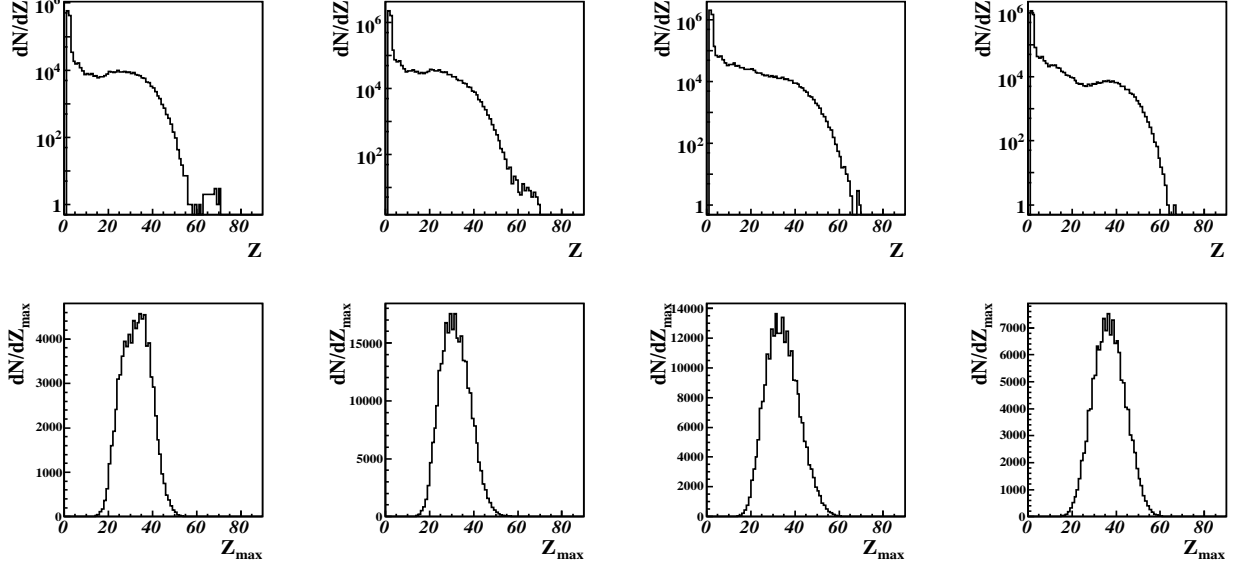
où Z_{max} , Z_{max-1} , Z_{max-2} représentent respectivement les 3 charges les plus grandes et \overline{Z} leur charge moyenne, dans l'événement. Si les trois produits les plus lourds sont de taille identique, l'asymétrie tend vers 0. À l'inverse, l'asymétrie tend vers 1 dans le cas où un fragment est beaucoup plus lourd que les deux autres. La valeur intermédiaire de 0.5 reflète un événement composé de deux gros fragments de même taille et des particules légères.

L'évolution de l'asymétrie de charge $Asym_{123}$ est représentée sur la figure 6.10(b). On constate que, pour la zone 1, elle présente un pic à 0.5, ce qui concorde avec des collisions binaires pour un système symétrique. Au contraire, pour les collisions "monosource" la distribution d'asymétrie s'étale sur une grande plage de valeurs.

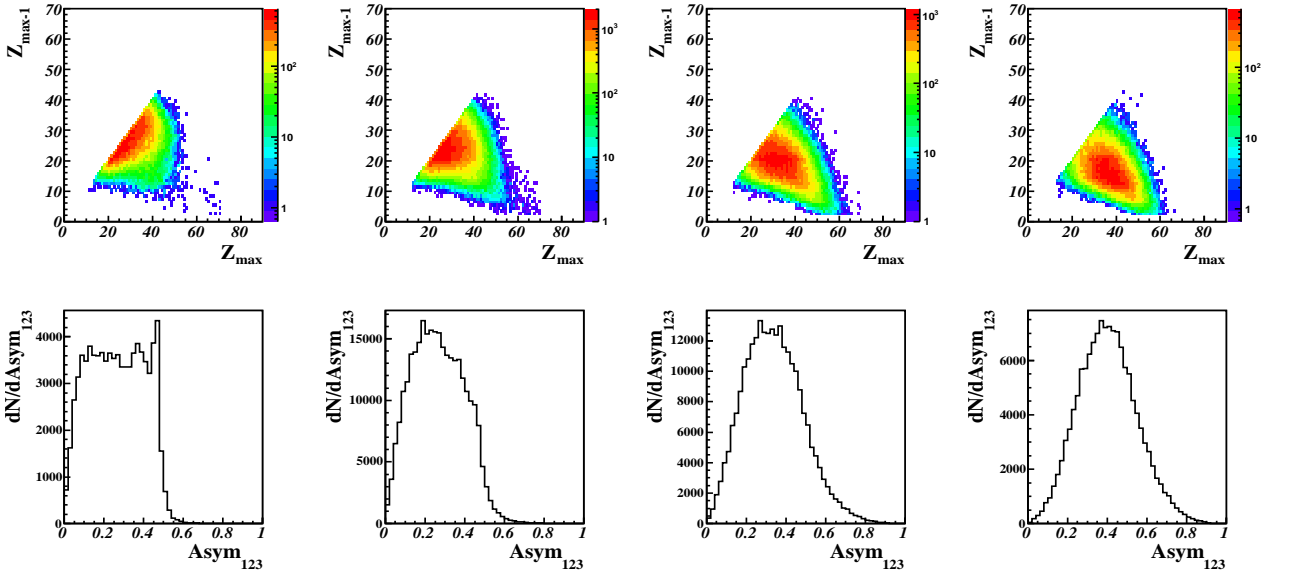
On s'intéresse à présent à la multiplicité de particules pour les zones de D_{625} (figure 6.11). Pour la zone contenant les collisions les plus centrales (zone 4), la multiplicité totale

est plus élevée. On peut remarquer que la multiplicité de particules légères ($Z = 1, 2$) varie davantage que celle des fragments ($Z \geq 3$). Les multiplicités varient peu entre les différentes zones. Cette évolution est vraie pour le système Ni+Ni comme pour Xe+Sn et par conséquent ne semble pas, ou peu dépendre de la taille du système.

Toutes ces distributions indiquent des évolutions faibles d'une zone à l'autre. Ceci résulte d'une part de l'élimination des collisions peu dissipatives par le critère de complétude, et d'autre part de l'évolution continue des collisions, avec le paramètre d'impact, qui ne présente pas de discontinuité entre les collisions profondément inélastiques et la fusion contrairement à ce qui est observé à basse énergie.

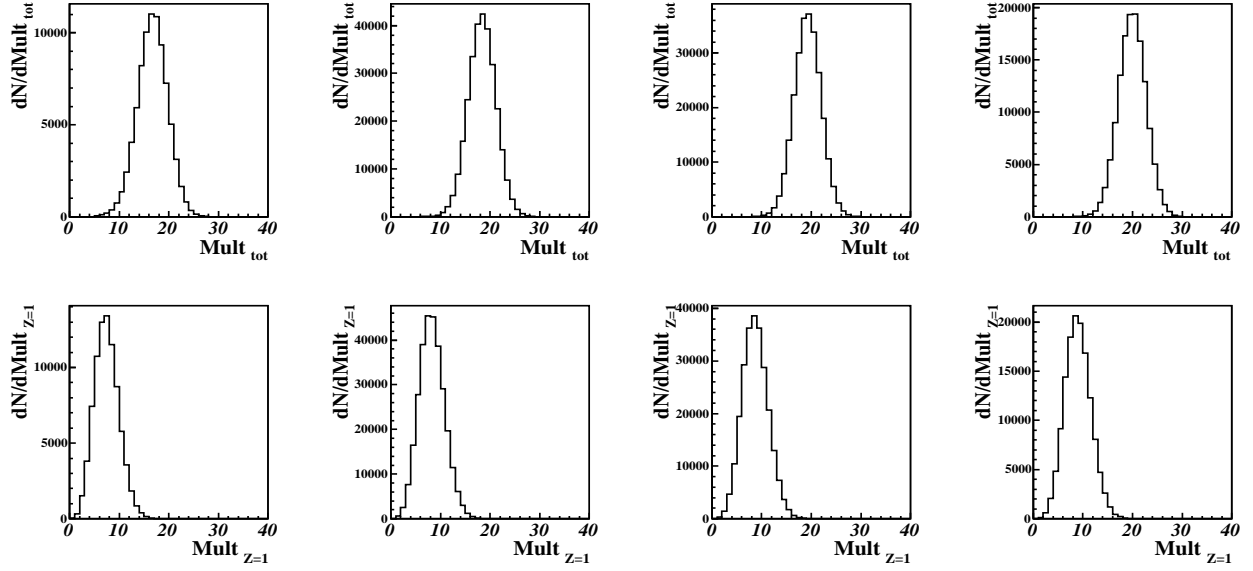


(a) Haut : Distributions de charge (Z). Bas : Charge du produit le plus lourd détecté (Z_{max})

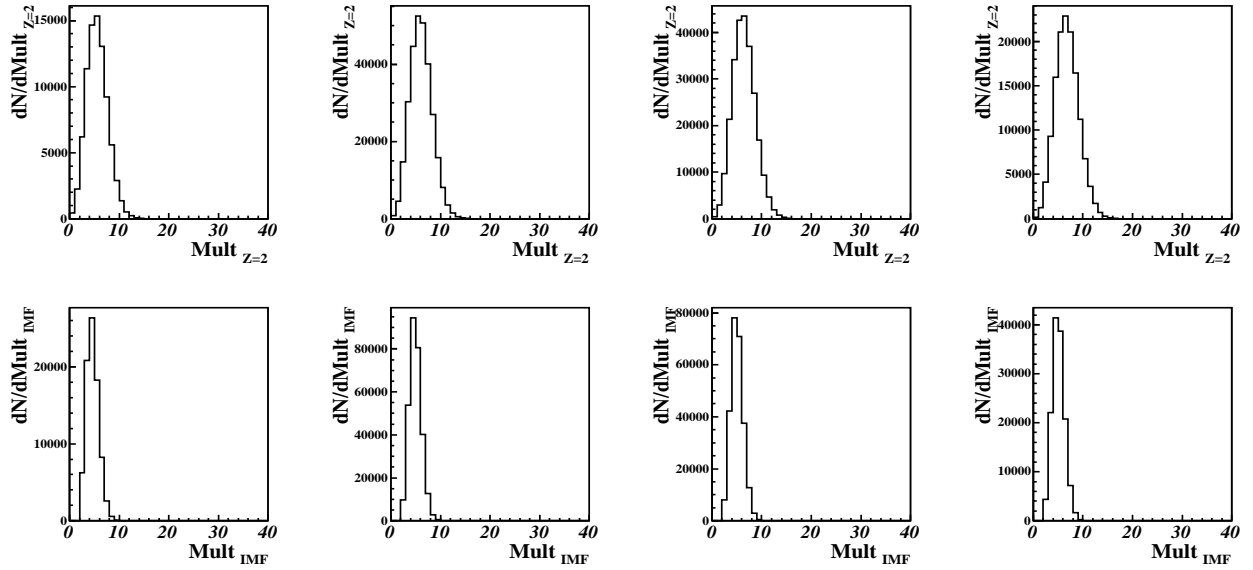


(b) Haut : Corrélations entre les charges des deux plus lourds produits détectés (Z_{max}, Z_{max-1}). Bas : Asymétrie entre les trois fragments les plus lourds

FIG. 6.10 – Différentes quantités concernant la charge des produits détectés, pour différentes tranches de D_{625} pour le système Xe+Sn à 25 MeV/u.



(a) Haut : Distributions de multiplicité totale. Bas : Multiplicité de particules de charge $Z = 1$



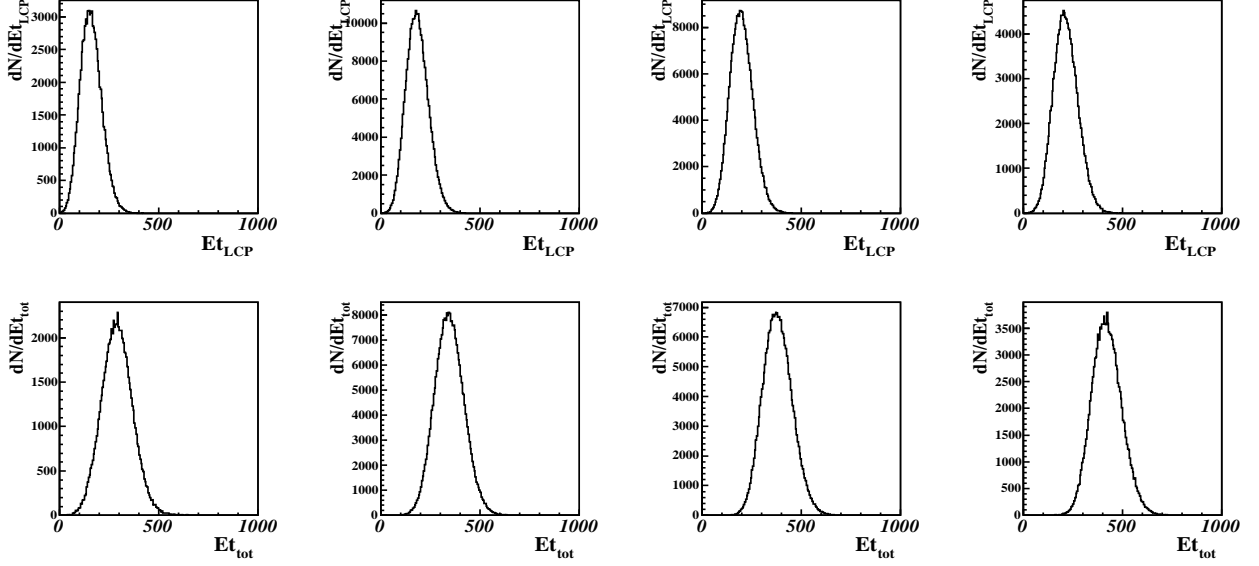
(b) Haut : Multiplicité de particules de charge $Z=2$. Bas : Multiplicité de fragments ($Z \geq 3$)

FIG. 6.11 – Différentes quantités statiques sur la multiplicité de produits chargés détectés, pour différentes tranches de D_{625} pour le système Xe+Sn à 25 MeV/u.

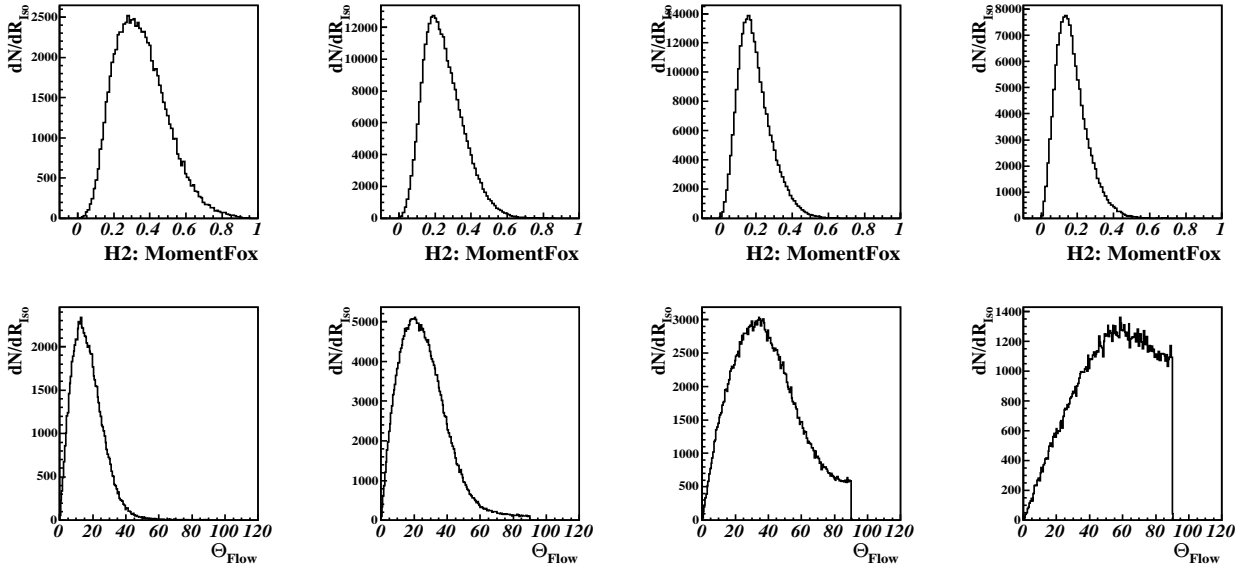
6.5.3 D'autres variables globales

Dans cette partie, quelques variables globales reflétant la forme de l'événement et la dissipation sont considérées pour les différentes tranches de D_{625} . Les distributions de forme (H_2, Θ_{flot}) (figure 6.12) montrent bien que dans les zones extrêmes, on oppose des formes d'événements très différentes. Les topologies de formes visibles dans la zone des événements centraux sont plus compactes et sphériques que les événements reflétant des collisions binaires en forme allongée dite en "cigare". La dissipation est reflétée par l'énergie transverse des particules légères : Et_{12} et l'énergie transverse totale : Et_{tot} . On constate que pour les zones contenant les événements centraux, la dissipation est bien supérieure à celle dans les zones des événements "les moins dissipatifs".

Sur la figure représentant l'angle de flot, on constate qu'une sélection classique des collisions centrales [27, 47], avec le critère $\Theta_{flot} > 60$ sélectionne la majorité des événements centraux isolés par l'AFD. Mais cette sélection choisit aussi des topologies dans des tranches de D_{625} contenant un mélange entre les collisions binaires très dissipatives et les collisions les plus centrales. En se reportant à l'annexe B, on voit que cette sélection se disperse encore sur plusieurs zones de D_{625} pour Xe+Sn à 32 MeV/u mais ce "débordement" disparaît totalement à partir de 39 MeV/u. Cela montre que ces sélections ne sont pas superposables. On constate qu'il est difficile d'attribuer de façon non ambiguë les divers événements à des classes totalement séparées.



(a) Haut : Distribution d'énergie transverse des LCPs ($Z \leq 2$). Bas : Energie transverse des fragments ($Z \geq 3$).



(b) Haut : Distribution du moment de fox d'ordre 2. Bas : Distribution d'angle de flot (Θ_{flow}).

FIG. 6.12 – Différentes quantités reflétant la dissipation et la direction privilégiée de l'événement par tranches de D_{625} pour le système Xe+Sn à 25 MeV/u.

6.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons éprouvé la méthode de sélection des collisions centrales basée sur l'analyse factorielle discriminante. La méthode d'abord développée à partir de générateurs d'événements [23, 57, 67] a été ici appliquée directement sur les données comme mis en place dans la référence [61]. Toutefois, afin de ne pas risquer de biaiser les propriétés statiques du lot d'événements considéré, les sélections visant à récupérer les topologies de type résidus de fusion (en imposant : $Z_{max} - Z_{max-1} > X$) n'ont pas été utilisées pour l'apprentissage.

Nous avons appliqué cette procédure au système Xe+Sn pour des énergies incidentes variant de 25 MeV/u à 50 MeV/u et nous avons montré que la sélection de différents types de réactions est possible par cette méthode, et ce, quelle que soit l'énergie incidente. De plus, les lots d'événements isolés par la D_{625} sont tout à fait comparables à ceux obtenus sur le système Ni+Ni de 32 MeV/u à 74 MeV/u.

Nous disposons d'une méthode de sélection indépendante du système choisi. On soulignera que les collisions ne peuvent être classées en catégories distinctes parfaitement définies, mais le sont de façon continue. La distribution de D_{625} ne présente pas de support visuel pour distinguer les différents types de collision. Nous avons néanmoins conservé la coupure en 4 zones contiguës compte tenu de la faible différence entre les deux méthodes d'apprentissage (avec et sans le critère de sélection visant à récupérer des événements de type résidus de fusion), (*cf.* Annexe B).

Il est important de noter qu'une sélection simple en Θ_{flot} a moins de légitimité pour les basses énergies. On constate qu'elle diffère de celle obtenue par analyse factorielle discriminante pour les faibles énergies incidentes. Il sera donc intéressant, pour des faisceaux de plus basse énergie, d'utiliser le même type d'approche d'analyse de données.

Force est de constater qu'il est difficile, y compris par l'AFD, d'isoler des collisions menant à la formation de monosource "pure". L'évolution entre les différentes zones est très continue, et bien que la topologie des événements de la zone 4 plaide en faveur de monosource (énergie transverse élevée, distributions angulaires moins anisotropes ...), on ne peut exclure une contamination par des événements binaires très relaxés. Par ailleurs, les résidus de fusion formés restent de taille assez faible, ce qui suppose des effets de prééquilibre et/ou d'émission statistiques de produits chargés relativement importants pour expliquer la présence de ces fragments lourds centrés à la vitesse du centre de masse. Nous discuterons plus en détail des différentes contaminations possibles dans le prochain chapitre.

Caractéristiques des collisions centrales

Dans le chapitre précédent, nous avons isolé au mieux les collisions centrales, compatibles avec la topologie de monosources, en utilisant la méthode d'analyse factorielle discriminante. Dans ce chapitre, nous décrirons les caractéristiques des événements ainsi sélectionnés. Nous pourrions comparer l'évolution des caractéristiques en fonction de l'énergie incidente. Nous mettrons en vis à vis ces propriétés pour les systèmes symétriques Xe+Sn et Ni+Ni.

Dans une deuxième partie, nous viserons à mettre en évidence une transition de phase en considérant le signal de bimodalité. Enfin, nous discuterons de la validité de l'hypothèse de travail sous jacente selon laquelle les événements considérés sont monosource.

7.1 Évolution des collisions centrales en fonction de l'énergie incidente

Nous allons maintenant décrire les caractéristiques des événements centraux que nous avons retenus pour nos analyses.

7.1.1 Distributions de charge

La figure 7.1 représente les distributions de charge des événements monosource. La distribution de charge des produits de la réaction est large pour les faibles énergies incidentes, et atteint de grandes valeurs de Z . Cette représentation évolue ensuite vers une forme exponentielle pour des énergies incidentes plus importantes. Ces observations s'appliquent aussi au système Ni+Ni (figure 7.2). Toutefois, on remarque dans le cas de Xe+Sn à 25 MeV/u une accumulation de charge autour de celle du projectile ($Z_{max} \sim 40$), sans équivalent pour le système Ni+Ni à 32 MeV/u. On notera que l'AFD récupère plus d'événements ayant une charge élevée ($Z > 35$) que la sélection en $\Theta_{flot} \geq 60$ à 25 MeV/u [70].

Sur la figure 7.1(b), la taille du plus gros fragment formé est de plus en plus petite et la largeur de la distribution correspondante diminue quand l'énergie incidente augmente. On notera aussi que les largeurs des distributions de Z_{max-1} et Z_{max-2} diminuent avec l'énergie incidente, mais leurs valeurs moyennes n'évoluent que très peu. Les propriétés

énoncées ici, concernant les distributions en charge et celles de Z_{max} sont tout à fait similaires à celles observées, de 32 à 50 MeV, dans la référence [38] où les collisions centrales ont été sélectionnées par $\Theta_{flot} \geq 60$. Cette même sélection corrobore aussi les observations faites sur les deuxième et troisième fragments les plus lourds ??.

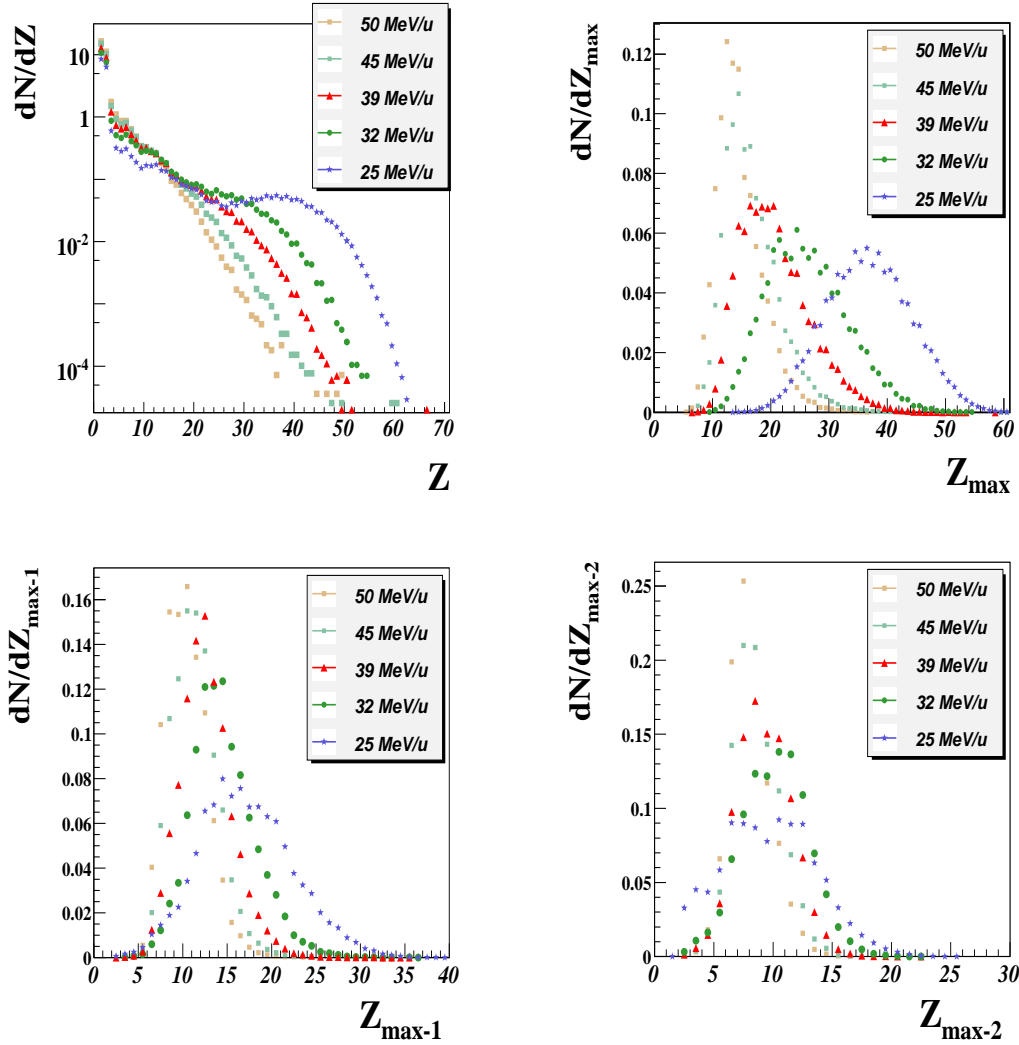


FIG. 7.1 – Distributions en charge pour système Xe+Sn et toutes les énergies incidentes. En haut : la distribution en charge des produits détectés, et la distribution de la charge du fragment le plus lourd de l'événement. En bas : Les distributions de charge du 2^{ème} et 3^{ème} fragment le plus lourd.

On peut noter que la distribution de Z_{max} pour le système Ni+Ni à 32 MeV/u a une forme étonnante. En effet, elle est très large avec une partie gauche ($Z_{max} < 17$) qui semble épouser le comportement de la distribution obtenue pour 40 MeV/u, on note aussi un effet légèrement bombé pour $Z_{max} \simeq 20$. À 40 et 52 MeV/u, la forme des distributions peut être visualisée comme une transition vers celle observée à 64 et 74 MeV/u très piquée sur

de petites valeurs de Z_{max} . On notera que les distributions diffèrent légèrement de celles obtenues dans [42]. Dans la référence précédente, la phase d'apprentissage de l'AFD est légèrement différente de celle utilisée dans ce mémoire.

Pour le système Xe+Sn, on peut remarquer des comportements similaires. À 39 et 32 MeV/u, on voit que les distributions ont une forme intermédiaire entre celles obtenues pour les énergies de bombardement supérieures à 45 MeV/u, très piquées sur les faibles valeurs de Z_{max} , et l'allure de la distribution obtenue à 25 MeV/u. Pour 25 MeV/u, la distribution peut s'apparenter à une Gaussienne assez large centrée autour de $Z_{max} \simeq 40$.

Pour résumer, on peut noter que pour les deux systèmes considérés, on constate la même évolution. La plus basse énergie de faisceau disponible, donne lieu à des distributions de Z_{max} très différentes de celles obtenues pour les énergies plus hautes qui sont beaucoup plus piquées du côté des fragments légers. Cette observation rejoint celle effectuée sur les distributions en charge.

On peut s'intéresser aux diagrammes de Dalitz présentés précédemment *cf.* §2.2.6 et suivre l'évolution des corrélations de la charge des trois plus gros fragments en fonction de l'énergie de bombardement sur la figure 7.3. On peut faire les remarques suivantes : dans le cas du système Xe+Sn, pour les événements sélectionnés par l'AFD, à 25 MeV/u, la majorité des événements se situent sur les bissectrices du triangle mais les sommets ne sont pas peuplés. On est donc en présence d'un fragment lourd accompagné de deux fragments de taille identique. À 32 MeV/u, apparaît une nouvelle classe d'événements située au centre du triangle. Nous rappelons que le centre du diagramme de Dalitz correspond à trois fragments de même taille. À partir de 39 MeV/u, le système a basculé dans un régime de fragmentation où tous les fragments sont de tailles identiques. Ces fragments sont de plus en plus petits au fur et à mesure que l'énergie incidente augmente.

Considérons à présent le système Ni+Ni à 32 MeV/u sur lequel on reconnaît le même type de structure observée pour Xe+Sn à 25 MeV/u. Les bissectrices du triangle indiquent la présence d'un fragment lourd accompagné de 2 fragments plus légers de même taille. Toutefois, pour ce système, les sommets sont remplis, ce qui semble indiquer, la présence d'événements de type résidus, composés d'un fragment lourd accompagné de fragments plus légers. Pour des énergies plus importantes, le système suit la même évolution que Xe+Sn et montre un régime de fragmentation où les principaux produits de réactions sont de tailles identiques pour un faisceau de 50 MeV/u.

On peut rapprocher les constats précédents d'une transition de phase qui provoquerait le changement dans les configurations de la taille des fragments entre 32 et 39 MeV/u pour Xe+Sn, ce qui serait en accord avec l'observation faite sur la capacité calorifique négative et le deltascaling [47, 28]. Une telle transition pourrait aussi se trouver pour le système Ni+Ni à 52 MeV/u.

Il est à noter qu'une sélection en Θ_{flot} comme sur la figure 7.4 ne met pas en évidence les propriétés énumérées plus haut. On retrouve ici, comme nous l'avons mentionné précédemment, qu'à 25 MeV/u, $\Theta_{flot} > 60$ ne sélectionne pas le même type de collisions

que l'Analyse factorielle discriminante. Si l'on se reporte à la partie 6.5.3, on constate que la variable $\Theta_{f_{tot}} > 60$ couvrirait plusieurs zones de D625, y compris celles contenant des collisions "périphériques". Dans le cadre en haut à gauche de la figure 7.4, qui représente les événements à 25 MeV/u, les côtés du triangle sont peuplés. Cela se traduit par la présence de 2 gros fragments de même taille non accompagnés par un troisième. Ceci peut indiquer que la variable $\Theta_{f_{tot}} > 60$ sélectionne des événements pollués par des événements qui ne sont pas monosource. On peut aussi interpréter ce type d'événement comme étant né d'une fission après fusion.

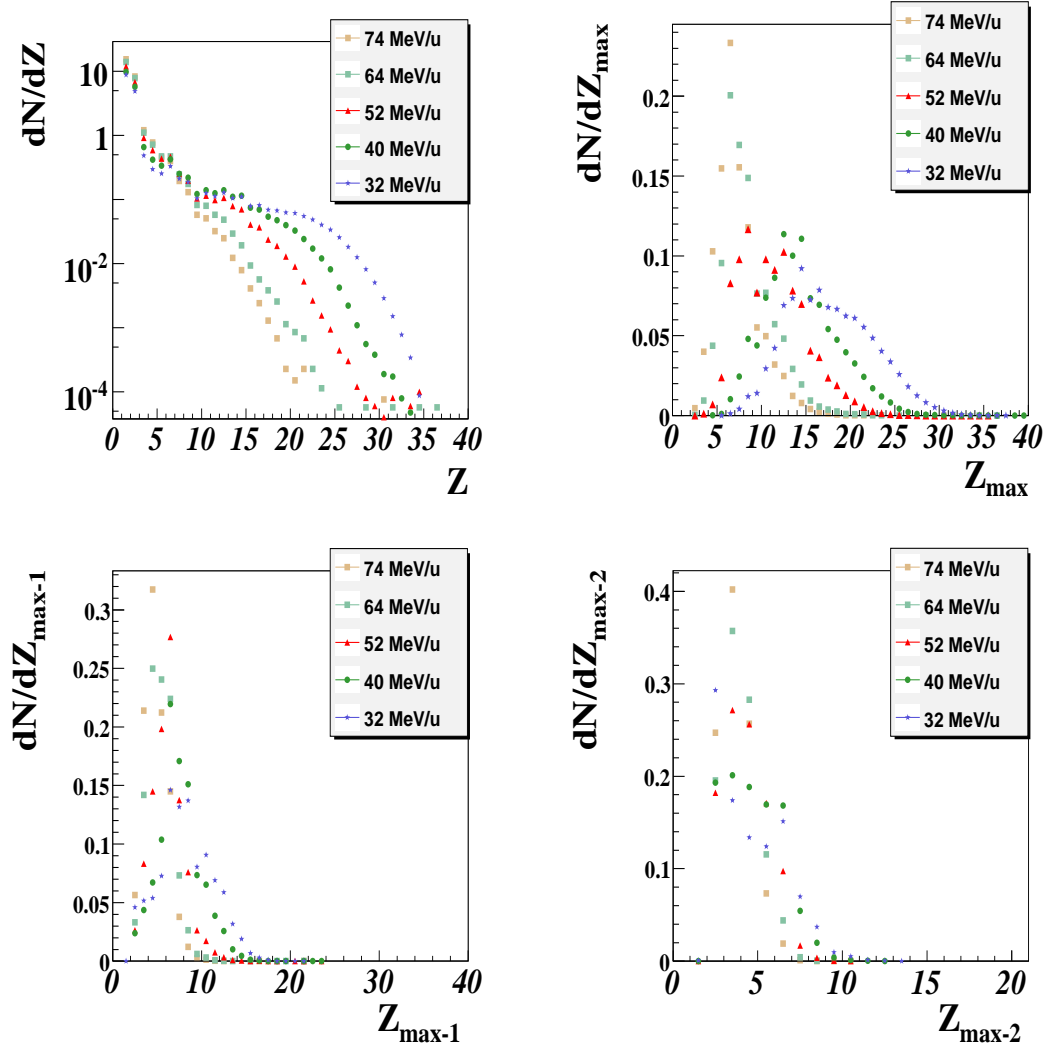
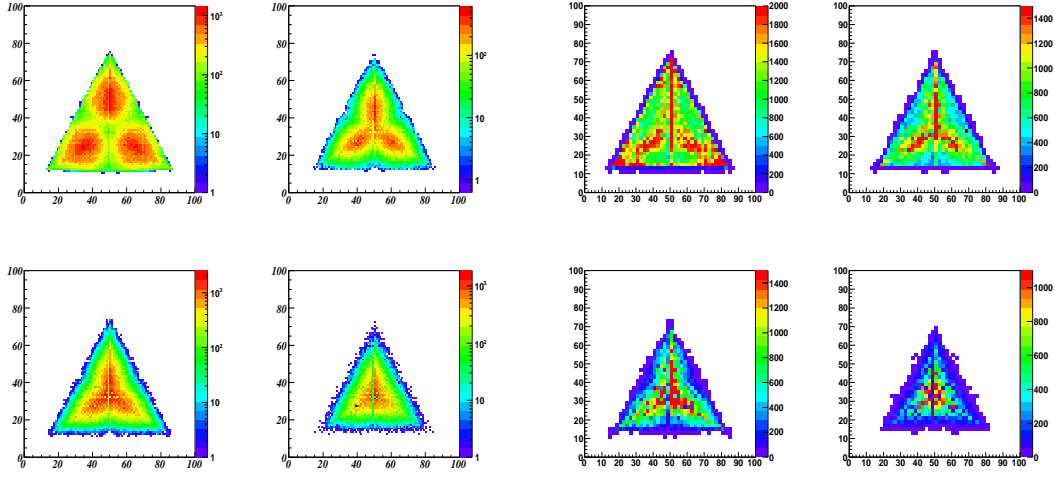


FIG. 7.2 – Distributions en charge pour système Ni+Ni et toutes les énergies incidentes. En haut : la distribution en charge des produits détectés, et la distribution de la charge du fragment le plus lourd de l'événement. En bas : Les distributions de charge du 2^{ème} et 3^{ème} fragment le plus lourd.



(a) centraux isolés par AFD pour Xe+Sn

(b) centraux isolés par AFD pour Ni+Ni

FIG. 7.3 – Représentation de Dalitz de la charge des 3 plus gros fragments de l'événement. Pour différentes énergie de bombardement. À gauche, pour le système Xe+Sn avec dans le sens de lecture : 25, 32, 39 et 45 MeV/u. À droite, pour le système Ni+Ni avec dans le sens de lecture : 32, 40, 52 et 64 MeV/u. Les événements sont sélectionnés par AFD.

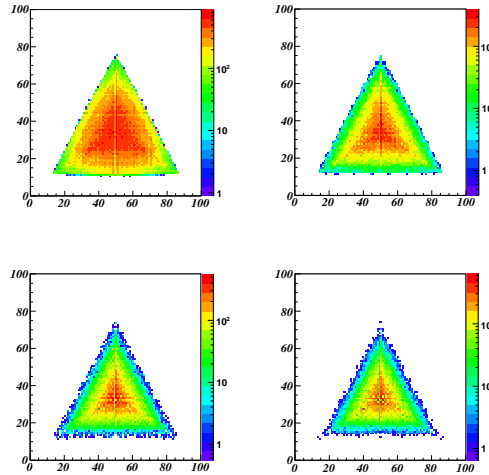


FIG. 7.4 – Représentation de Dalitz de la charge des 3 plus gros fragments de l'événement. Pour différentes énergie de bombardement. Dans le système Xe+Sn avec dans le sens de lecture : 25, 32, 39 et 45 MeV/u. Les événements sont sélectionnés par $\Theta_{flot} > 60$.

7.1.2 Distributions de multiplicités

Sur la figure 7.5, on montre l'évolution des multiplicités en fonction de l'énergie de bombardement. On distingue la multiplicité de particules légères ($Z = 1, 2$) de celle des fragments ($Z \geq 1, 2$). On trace aussi la multiplicité totale.

Lorsque l'énergie incidente croît, la multiplicité de particules légères ($Z=1$ et $Z=2$) augmente, ainsi que la multiplicité totale à laquelle elles contribuent pour une part importante. La multiplicité de particules de charge $Z=2$ présente une saturation nettement visible dans le cas de Ni+Ni (voir 7.6), que l'on semble retrouver pour le système Xe+Sn. La multiplicité de fragments est quasi constante dans le cas de Ni+Ni mais pour une énergie de faisceau de 32 MeV/u, on note un léger décalage. Cette similitude peut s'expliquer par la petite taille du système. Dans le cas du système Xe+Sn, la multiplicité de fragments est la même quelle que soit l'énergie incidente à partir de 39 MeV/u mais pour 32 MeV/u, les valeurs sont légèrement plus faibles. À 25 MeV/u, la source produit en moyenne 4 fragments de moins que pour les autres énergies.

Ces variations sont en accord avec l'observation précédente qui mettait en évidence la diminution de la taille des fragments pour une augmentation de l'énergie du faisceau.

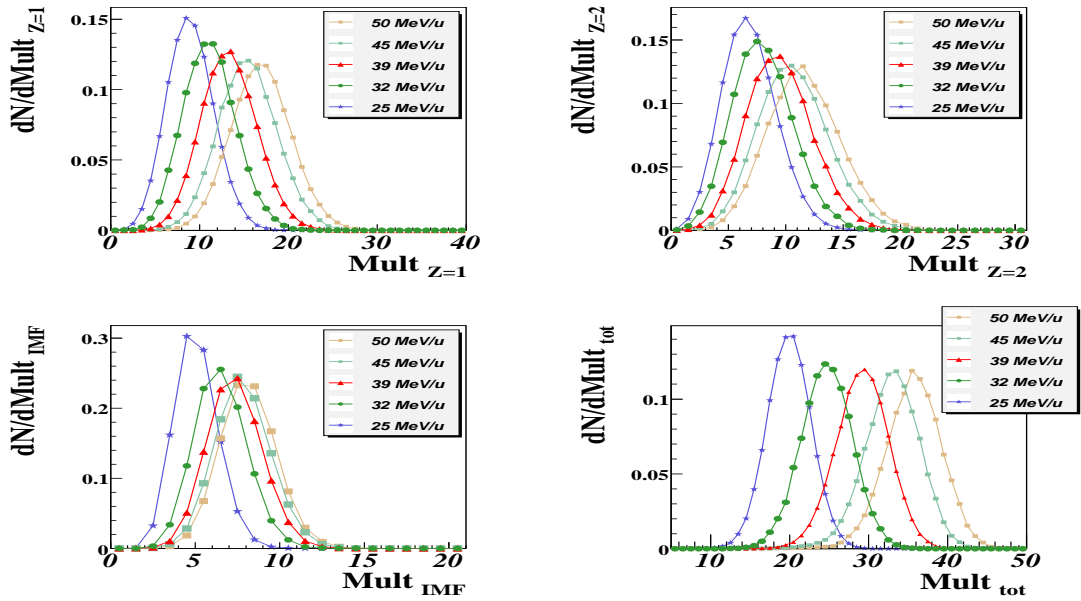


FIG. 7.5 – Distributions des différentes multiplicités pour le système Xe+Sn pour toutes les énergies incidentes. En haut : les multiplicités des particules légères ($Z=1$ ou $Z=2$). En bas : Les multiplicités de fragments ainsi que la multiplicité totale.

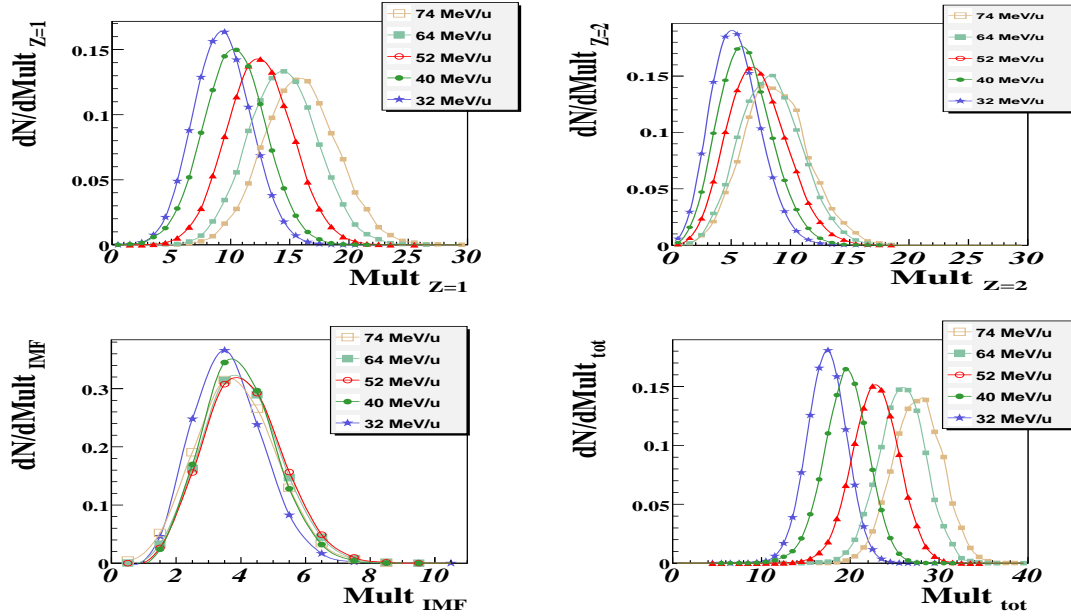


FIG. 7.6 – Distributions des différentes multiplicités pour le système Ni+Ni et toutes les énergies incidentes. En haut : les multiplicités des particules légères ($Z=1$ ou $Z=2$). En bas : Les multiplicités de fragments ainsi que la multiplicité totale.

7.1.3 Corrélation entre la charge et la vitesse parallèle

La figure 7.7 présente les diagrammes $Z = f(V_{par})$ obtenus pour le système Xe+Sn à 25, 32, 39, 45 et 50 MeV/u. On constate qu'il y a persistance d'un résidu lourd (de quasi-fusion) à 25 MeV/u qui subsiste légèrement à 32 MeV/u et disparaît complètement au dessus de 39 MeV/u où seulement les fragments ayant une charge inférieure à 30 existent. Pour le système Ni+Ni, on observe la disparition progressive du résidu de 32 MeV/u à 52 MeV/u.

L'étude de l'évolution des collisions centrales, sélectionnées avec l'AFD, en fonction de l'énergie incidente a donc montré un changement de mécanisme de production de fragments. On passe d'un processus qui pourrait se rapprocher d'une évaporation où un résidu est formé, vers un autre processus où le système fragmente en petits morceaux de même taille aux grandes énergies de bombardement.

Tous ces changements dans les topologies sont compatibles avec la présence d'une transition de phase. Nous allons, dans la partie suivante, considérer qu'une source de quasi fusion s'est formée au cours de la réaction. Nous pourrions ainsi estimer son énergie d'excitation. Nous nous intéresserons alors au signal de bimodalité.

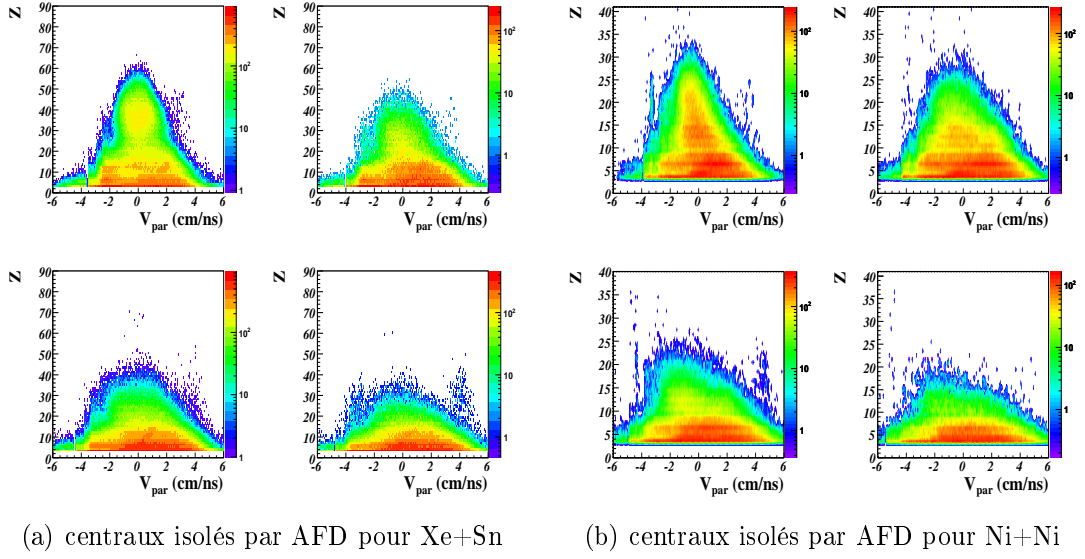


FIG. 7.7 – Corrélations entre la charge des fragments ($Z \geq 5$) et leur vitesse parallèle dans le centre de masse. Les résultats sont donnés pour le système Xe+Sn à gauche, avec, dans le sens de lecture, des énergies de bombardement de : 25 MeV/u, 32 MeV/u, 39 MeV/u, 45 MeV/u ; et pour Ni+Ni à droite, avec, dans le sens de lecture, des énergies de bombardement de : 32 MeV/u, 40 MeV/u, 52 MeV/u, 64 MeV/u.

7.1.4 Conclusion

Nous avons étudié le comportement des collisions centrales sélectionnées par AFD, pour deux systèmes différents en fonction de l'énergie de bombardement. L'évolution la plus significative est la diminution de la taille du plus gros fragment avec l'énergie incidente, et l'augmentation de la multiplicité des particules légères. Le système se casse en un nombre limité de fragments de multiplicité moyenne quasi constante. La méthode de sélection appliquée a permis d'isoler des événements dont la topologie est compatible avec les caractéristiques de formation de source unique. Toutefois, la taille du plus gros fragment de ces événements ainsi que les diagrammes de Dalitz correspondant, dans le cas de Xe+Sn, ne permettent pas de conclure de manière non ambiguë quant à la présence de résidus de fusion à 25 MeV/u. L'ambiguïté pourra être levée grâce à la campagne d'expériences (en finalisation de dépouillement) où le système Xe+Sn a été étudié à plus basse énergie.

7.2 Recherche du signal de bimodalité

Si l'on considère qu'il s'est formé une source de quasi fusion, dans les réactions isolées par l'AFD, on peut appliquer la méthode de calorimétrie expliquée dans le paragraphe §3.1.1 et ainsi estimer son énergie d'excitation. Dans le cas des collisions centrales présentées ici, le bilan énergétique est effectué en prenant en compte tous les fragments ($Z \geq 3$) et les particules légères émises entre 60 et 120° (leur contribution est ensuite doublée) afin de s'affranchir des particules de pré-équilibre.

7.2.1 Observation du signal de bimodalité

Dans cette partie, nous utiliserons la même méthode de repondération que celle présentée dans la partie 4.2. Pour cela, nous avons besoin d'avoir accès à une source proposant une large gamme d'énergie d'excitation. Or, dans les collisions centrales, on n'accède qu'à des distributions d'énergies d'excitation étroites centrées autour d'une valeur moyenne définie pour chaque énergie incidente. Pour pallier cet inconvénient, nous allons sommer les énergies obtenues par calorimétrie, pour les différentes énergies de faisceau. Dans un premier temps, nous présenterons les observations réalisées sur les systèmes Xe+Sn et Ni+Ni. La discussion concernant leurs interprétations viendra ensuite.

Les collisions centrales ont été sélectionnées en choisissant les tranches de D_{625} présentées précédemment. Afin de pouvoir comparer les différentes énergies incidentes entre elles, on renormalisera les quantités au nombre d'événements centraux.

Cas du système Xe+Sn

Comme le montre la figure 7.8, on a bien une évolution de la taille du plus gros fragment cohérente avec l'énergie d'excitation estimée de la source. La correspondance entre énergie d'excitation moyenne et $\overline{Z_{max}}$ est portée dans le tableau 7.1

E incidente (MeV/u)	$\overline{E^*}$ (MeV/u)	$\overline{Z_{max}}$
25	4.8	37
32	7	26
39	8.8	21
45	10.4	17

TAB. 7.1 – Correspondance entre les différentes énergies de faisceau, la charge moyenne du plus gros fragment et l'énergie d'excitation moyenne, pour le système Xe+Sn.

Une fois les différentes énergies incidentes sommées, on a bien une distribution de Z_{max} qui décroît passant d'un Z_{max} grand pour de faibles énergies d'excitation à un Z_{max} petit pour des valeurs importantes de E^* . La distribution de Z_{max} n'est pas bimodale. On peut repondérer la distribution obtenue, comme nous l'avons fait pour les collisions

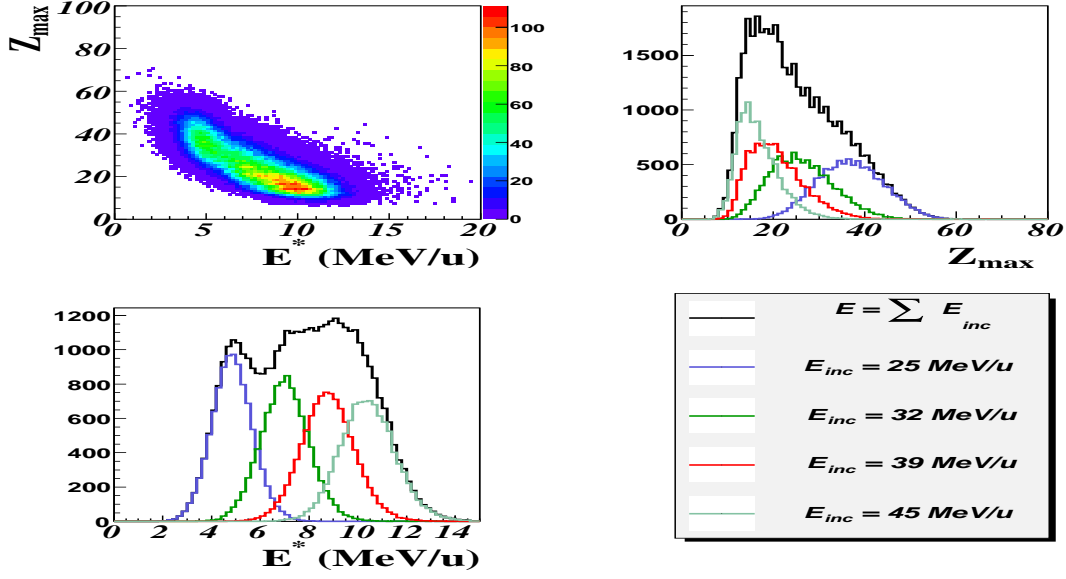


FIG. 7.8 – Pour les collisions centrales sélectionnées par AFD sur Xe+Sn. Cadre haut gauche : Corrélation entre Z_{max} et l'énergie d'excitation E^* obtenue en sommant les différentes E^* déterminées pour différentes énergies incidentes. Cadre haut droit : distributions du Z_{max} pour chaque énergie incidente et la distribution totale après sommation. Cadre bas droit : distributions des E^* obtenues par calorimétrie pour différentes énergies incidentes et la somme associée.

périphériques, pour avoir une distribution plate de E^* . On obtient alors les résultats de la figure 7.9. La distribution de Z_{max} , après repondération n'est toujours pas bimodale mais affiche clairement un épaulement.

Comme on peut le constater sur la figure 7.8, les distributions d'énergie d'excitation sont larges. Cette observation ne reflète pas seulement un comportement physique mais est aussi due à la méthode de calorimétrie. Pour ne pas biaiser notre étude, on peut éliminer les queues des distributions en ne gardant que les parties centrales (valeurs moyennes ± 0.5 MeV/u) des différentes contributions ($E_{faisc.}$ de 25 à 45 MeV/u). On obtient les résultats présentés sur la figure 7.10.

Sur la distribution de Z_{max} obtenue, on constate une forte atténuation de l'épaulement très visible sur la figure 7.8. Les fragments les plus lourds ($Z_{max} \geq 35$) sont principalement obtenus pour une énergie incidente de 25 MeV/u. La procédure de repondération va donner un poids statistique très important aux événements qui présentent des valeurs de E^* minoritaires, c'est à dire aux ailes de la distribution. Le fait d'avoir coupé la distribution d'énergie d'excitation, obtenue pour un faisceau de 25 MeV/u, autour de sa valeur moyenne revient à diminuer le poids statistique qui sera donné à ces événements qui représentent justement les plus grandes valeurs de Z_{max} .

On constate que la bimodalité se limite à un épaulement et n'est pas aussi visible que dans les collisions périphériques. La branche "liquide" (Z_{max} élevés) est statistiquement très défavorisée par rapport à la branche gaz et les valeurs de Z_{max} obtenues restent faibles

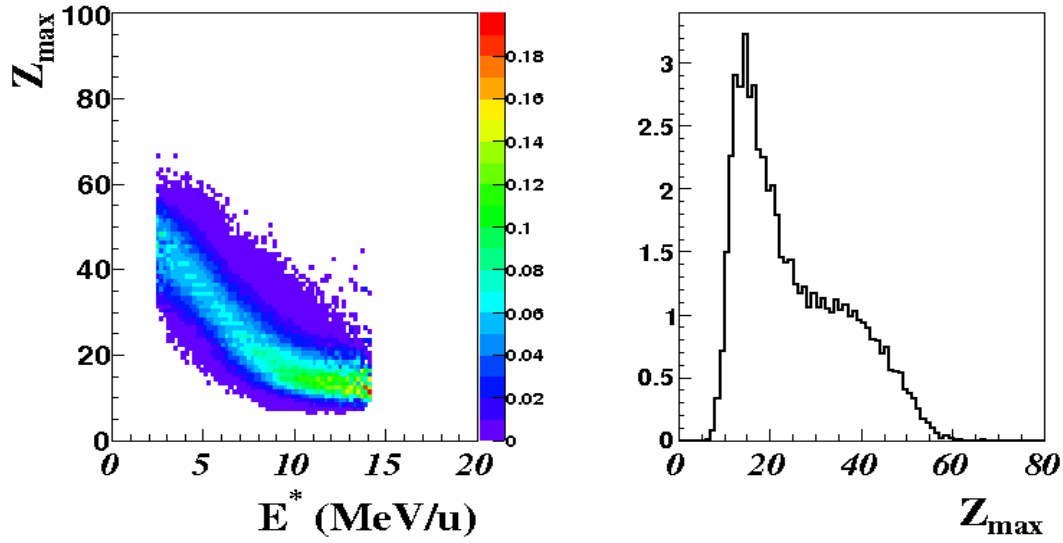


FIG. 7.9 – Pour les collisions centrales sélectionnées par AFD sur Xe+Sn. Cadre gauche : Corrélation entre Z_{max} et l'énergie d'excitation E^* obtenue en cumulant les différentes E^* déterminées pour différentes énergies incidentes. Cadre droit : la projection sur l'axe des ordonnées représentant Z_{max} . Ces figures ont été réalisées après repondération de l'énergie d'excitation pour obtenir une distribution plate.

par rapport à ce que l'on pouvait attendre d'une situation de fusion évaporation.

Cas du système Ni+Ni

Comme dans le cas Xe+Sn, la figure 7.11 affiche une évolution de la taille du plus gros fragment cohérente avec l'énergie d'excitation estimée de la source. La correspondance entre énergie d'excitation moyenne et $\overline{Z_{max}}$ est portée dans le tableau 7.2.

E incidente (MeV/u)	$\overline{E^*}$	$\overline{Z_{max}}$
32	6.3	18
40	8	14
52	11	11
64	13.8	9

TAB. 7.2 – Correspondance entre les différentes énergies de faisceau, la charge moyenne du plus gros fragment et l'énergie d'excitation moyenne, pour le système Ni+Ni.

Comme nous l'avons déjà souligné, la figure 7.3 met en évidence, pour les collisions Ni+Ni à 32 MeV/u, par l'intermédiaire des représentations de Dalitz, la présence de résidus. De plus, à cette énergie, une analyse basée sur l'asymétrie a appuyé l'éventuelle

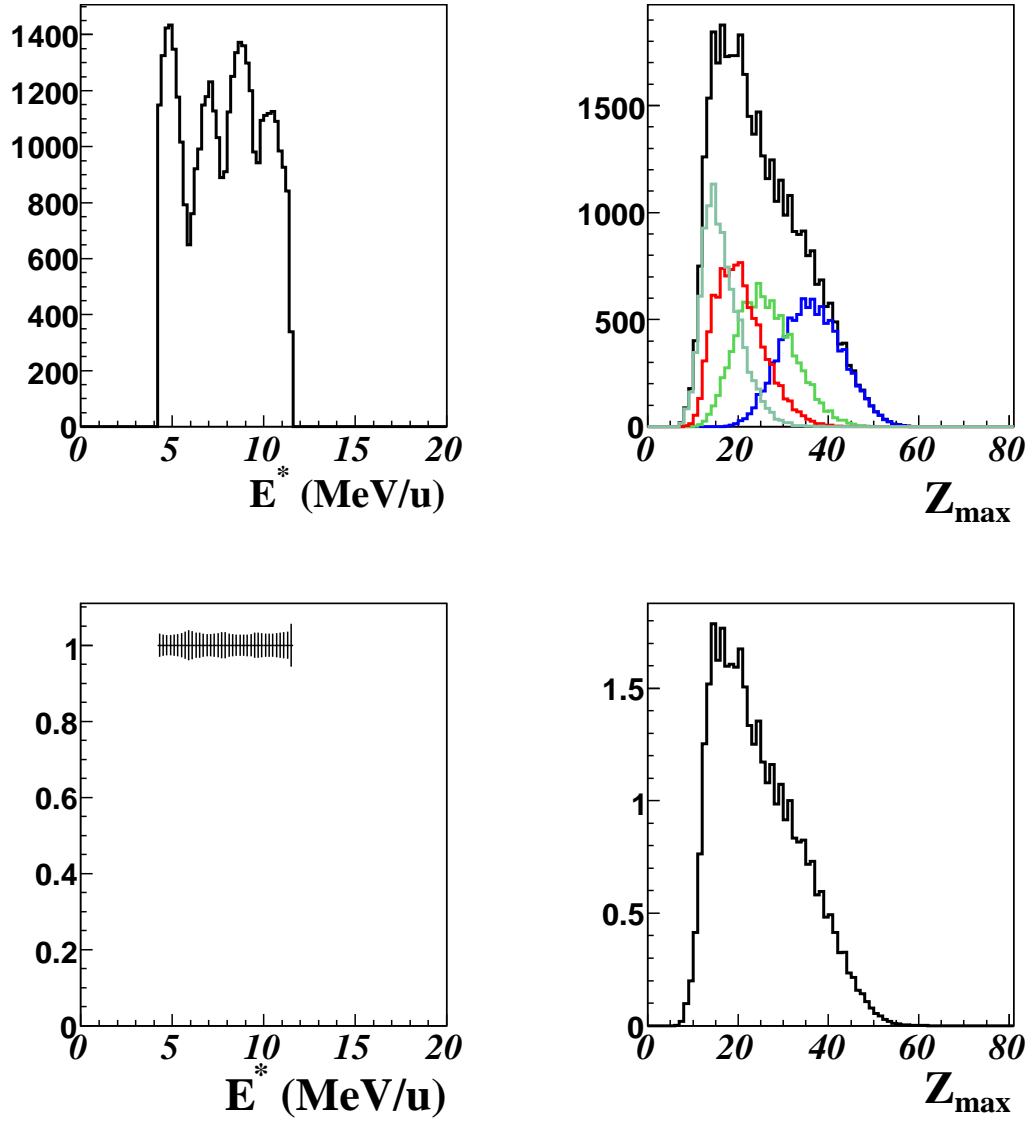


FIG. 7.10 – Pour les collisions centrales sélectionnées par AFD sur Xe+Sn. Cadre haut gauche : Énergie d'excitation totale E^* obtenue en sommant les E^* déterminées pour différentes énergies incidentes. Cadre haut droit : distributions de Z_{max} pour chaque énergie incidente et la distribution totale après sommation. Sur la deuxième ligne, même figures mais après repondération de l'énergie d'excitation.

présence de la bimodalité [43]. Appliquons la repondération sur la distribution d'énergie d'excitation, une fois cumulées les différentes énergies incidentes, pour le système Ni+Ni. Les résultats avant et après repondération, sont représentés respectivement sur les figures 7.11 et 7.12. Ces représentations affichent une fois de plus une distribution de Z_{max} qui présente un épaulement marqué après repondération. On constate la même absence de "creux" par rapport aux collisions périphériques que pour le système Xe+Sn, et des valeurs assez faibles de Z_{max} pour les résidus d'évaporation.

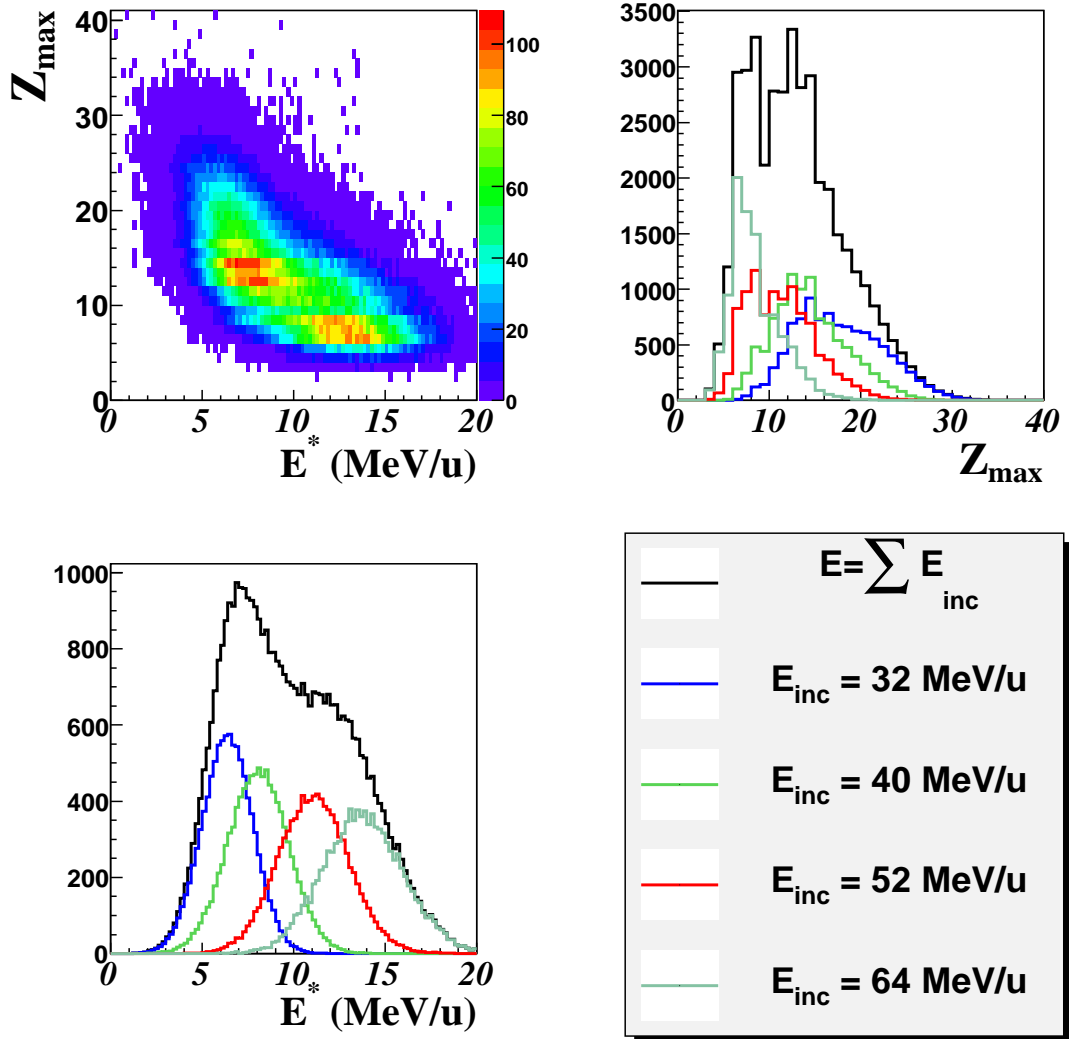


FIG. 7.11 – Pour les collisions centrales sélectionnées par AFD sur Ni+Ni. Cadre haut gauche : Corrélation entre Z_{max} et l'énergie d'excitation E^* obtenue en sommant les différentes E^* déterminées pour différentes énergies incidentes. Cadre haut droit : distributions du Z_{max} pour chaque énergie incidente et la distribution totale après sommation. Cadre bas gauche : distributions des E^* obtenues par calorimétrie pour différentes énergies incidentes et la somme associée.

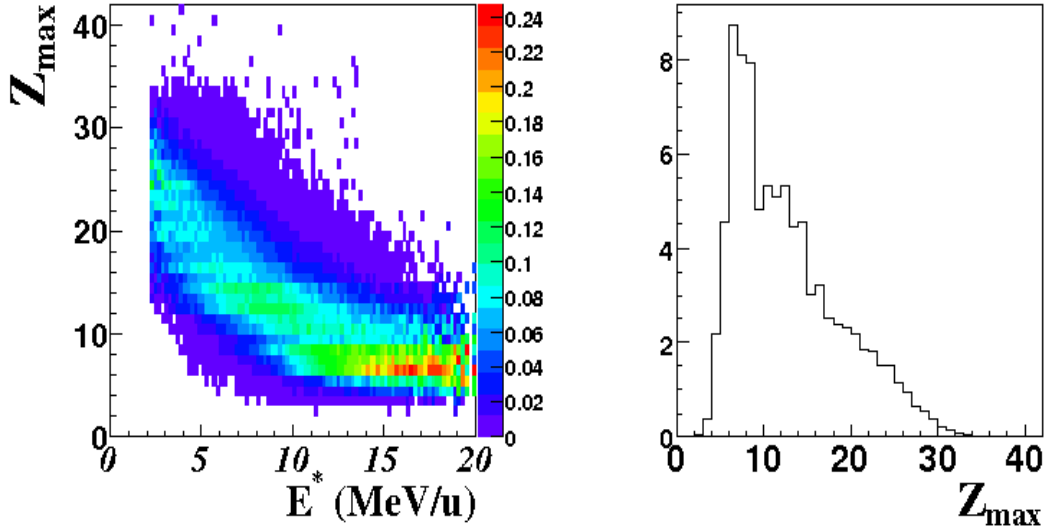


FIG. 7.12 – Pour les collisions centrales sélectionnées par AFD sur Ni+Ni. Cadre gauche : Corrélation entre Z_{\max} et l'énergie d'excitation E^* obtenue en cumulant les différentes E^* déterminées pour différentes énergies incidentes. Cadre droit : la projection sur l'axe des ordonnées représentant Z_{\max} . Toutes ces figures ont été réalisées après repondération de l'énergie d'excitation pour obtenir une distribution plate.

7.3 Discussions concernant le signal de bimodalité dans les collisions centrales

Nous sommes alors en présence de deux systèmes différents qui présentent des caractéristiques qui ramenées à la taille du système sont similaires. Si l'on considère les évolutions selon l'énergie incidente (*cf.* §7.1), elles montrent un passage d'une production d'un fragment lourd vers une production de fragments plus légers, pour des énergies de faisceau (donc des énergies d'excitations) croissantes.

Bien qu'un épaulement soit présent dans la distribution de charge du fragment le plus lourd, la bimodalité au sens propre n'est pas visible. On peut envisager deux explications distinctes conduisant à l'observation délicate de la bimodalité dans ces collisions centrales. Soit la visualisation des deux branches est contaminée par d'autres processus, soit la branche "résidu" n'est pas ou peu visible. Discutons à présent de ces deux cas de figures.

7.3.1 Une contamination possible

Si l'on envisage une contamination des événements sélectionnés, cela revient à dire que l'AFD n'a pas isolé que des collisions conduisant à la formation de monosources. La méthode ne permettrait pas de discriminer les événements de quasi fusion des événements à deux corps très relaxés et regrouperait ces processus dans la zone de D_{625} qui nous intéresse. La sélection des événements monosources, sans utiliser de méthode statistique,

est discutée sous divers aspects pour le système $^{155}\text{Gd} + ^{\text{nat}}\text{U}$, dans la référence [29].

Considérons les résultats présentés dans la partie 7.1, on peut constater qu’une part importante de ces événements se compose d’un fragment lourd accompagné d’au moins deux fragments de tailles identiques (figure 7.3). Le fragment le plus lourd a une taille proche de celle du projectile ($Z_{\text{max}} \simeq 40$) alors que ses compagnons semblent porter des charges beaucoup moins élevées. On peut interpréter ce comportement par une réaction de transfert très inélastique où l’un des deux protagonistes fragmente, alors que l’autre n’est pas altéré.

Le cas de figure où ni le projectile ni la cible ne fragmentent ou fissionnent pourrait être artificiellement éliminé par l’apprentissage réalisé pour l’AFD. En effet, si l’on se rapporte au tableau 6.1, résumant les critères utilisés pour l’apprentissage, on se souvient que le critère suivant ($Z_{\text{max}} - Z_{\text{max}-1} < 6$ et $Z_{\text{max}} > 20$) identifiait ce type de collisions comme périphériques.

Dans le cas d’une pollution des sources de quasi-fusion par ces événements de type très inélastiques, le signal de bimodalité pourrait être noyé par cette contamination.

Les collisions sélectionnées pourraient ne pas être uniquement des monosources. On a déjà constaté, bien que les fragments les plus lourds soient au centre de masse, que les valeurs de Z_{max} restaient relativement faibles, y compris pour les énergies de faisceau les plus basses. Pour le système Xe+Sn ($Z_{\text{proj}} * Z_{\text{target}} = 2700$) à basse énergie, on approche de la limite possible de la fusion. Si ce processus de fusion est très défavorisé, les événements monosource pourraient être très peu nombreux.

L’observation de la bimodalité pourrait donc être perturbée par une contamination des événements sélectionnés par ceux issus de réactions de transferts très inélastiques. La formation de monosources, et par extension, la présence de la branche résidu d’évaporation, pourraient aussi être très défavorisées. Néanmoins, les événements sélectionnés ont des topologies compatibles avec la formation d’une source unique (le fragment le plus lourd est au centre de masse). De plus, il a été constaté avec le système Ni+Ni, où la sélection de source unique est moins ambiguë, que le prééquilibre et l’évaporation jouent un rôle important [61], ce qui peut aussi expliquer, pour le système Xe+Sn, que la taille du plus gros fragment se limite à $Z = 40$ en moyenne.

Considérons à présent un processus de fusion incomplète, dans lequel, seule une partie des nucléons du projectile et de la cible s’est amalgamée, les autres gardant la mémoire de la voie d’entrée et continuant leur parcours respectifs. Cette réaction conduirait à la formation d’un fragment lourd au centre de masse et à une accumulation de fragments plus légers à des vitesses proches de celles du quasi projectile et de la quasi cible. On peut observer la présence de ces IMFs dans les figures 7.7 qui pourraient, en plus du prééquilibre, être responsables des distributions angulaires piquées à l’avant et à l’arrière. Dès lors, la monosource produite aurait une taille plus faible que celle attendue. Il serait alors difficile de visualiser la bimodalité sur Z_{max} , qui, comme nous l’avons vu dans les collisions périphériques, dépend de la taille de la source.

Dans la suite, nous allons aborder une autre explication.

7.3.2 L'énergie d'excitation

Si l'on considère les événements sélectionnés comme venant d'une source de fusion, et que l'on suppose correcte la détermination de son énergie d'excitation, on peut comprendre le résultat obtenu pour la bimodalité. En effet, la plus basse énergie d'excitation disponible est, si l'on ne tient pas compte des queues de distribution, d'environ 4.5 MeV/u. L'énergie déposée dans la source est alors trop grande pour que l'on observe les résidus de fusion les plus lourds. Il faudrait étudier le système à de plus basses énergies de bombardement, pour accéder à des énergies d'excitation plus faibles. De telles données sont disponibles dans la 5e campagne INDRA. Mais la calibration étant en vérification, on ne peut pas leur appliquer, pour l'instant, une analyse aussi complexe que celle menée ici.

Par contre, on peut avoir un aperçu de ces données en se basant sur la figure *Fig.7.13*[59]. Sur cette figure, l'auteur a représenté la distribution des fragments les plus lourds qui ont une vitesse proche de celle du centre de masse du système. On constate l'existence d'objets de masse beaucoup plus importante que ceux observés dans notre présente étude. Il est nécessaire d'inclure ces données de plus basse énergie dans notre présente étude pour conclure sur l'existence ou non de la bimodalité dans ce type de collisions. On notera que la sélection en $\Theta_{flot} > 60$ déjà critiquable à 25 MeV/u n'est plus pertinente pour des énergies incidentes plus basses.

7.3.3 La cohérence avec l'observation d'autres signaux

Sur la figure 7.3, dans le cas de Xe+Sn, on voit clairement le passage d'événements situés sur la bissectrice du triangle, présentant un fragment lourd accompagné de deux autres de tailles voisines, vers une localisation au centre du diagramme, où les fragments sont de même taille. Cette transition, que l'on peut apparenter à l'apparition d'un régime de multifragmentation, a lieu entre 32 et 39 MeV/u. Cette observation est tout à fait en accord avec les autres études réalisées sur les transitions de phase dans les collisions centrales, qui ont mis en évidence l'observation, d'une capacité calorifique négative [47] du $\Delta - \text{Scaling}$ [20, 28] ou du Fisher scaling [48], pour les collisions Xe+Sn entre 32 et 39 MeV/u. Par contre, nous sommes confrontés à un signal de bimodalité qui n'apparaît pas de façon claire.

Comme nous l'avons vu, il se peut que la bimodalité soit présente mais que des contaminations altère sa visualisation. L'interprétation reliée à une énergie d'excitation trop élevée provoquant l'absence de branche "liquide" très marquée, reste en accord avec les autres signaux. En effet, dans le signal de capacité calorifique négative, on n'observe que la seconde divergence, indiquant le passage de la zone de coexistence vers le régime de multifragmentation. L'entrée de la branche liquide dans la zone de coexistence peut donc se passer pour de plus basses énergies de faisceau.

7.4 Conclusion générale sur les collisions centrales

Dans cette partie, nous avons utilisé l'analyse factorielle discriminante, une méthode d'analyse statistique, qui a permis d'isoler de manière efficace les collisions centrales

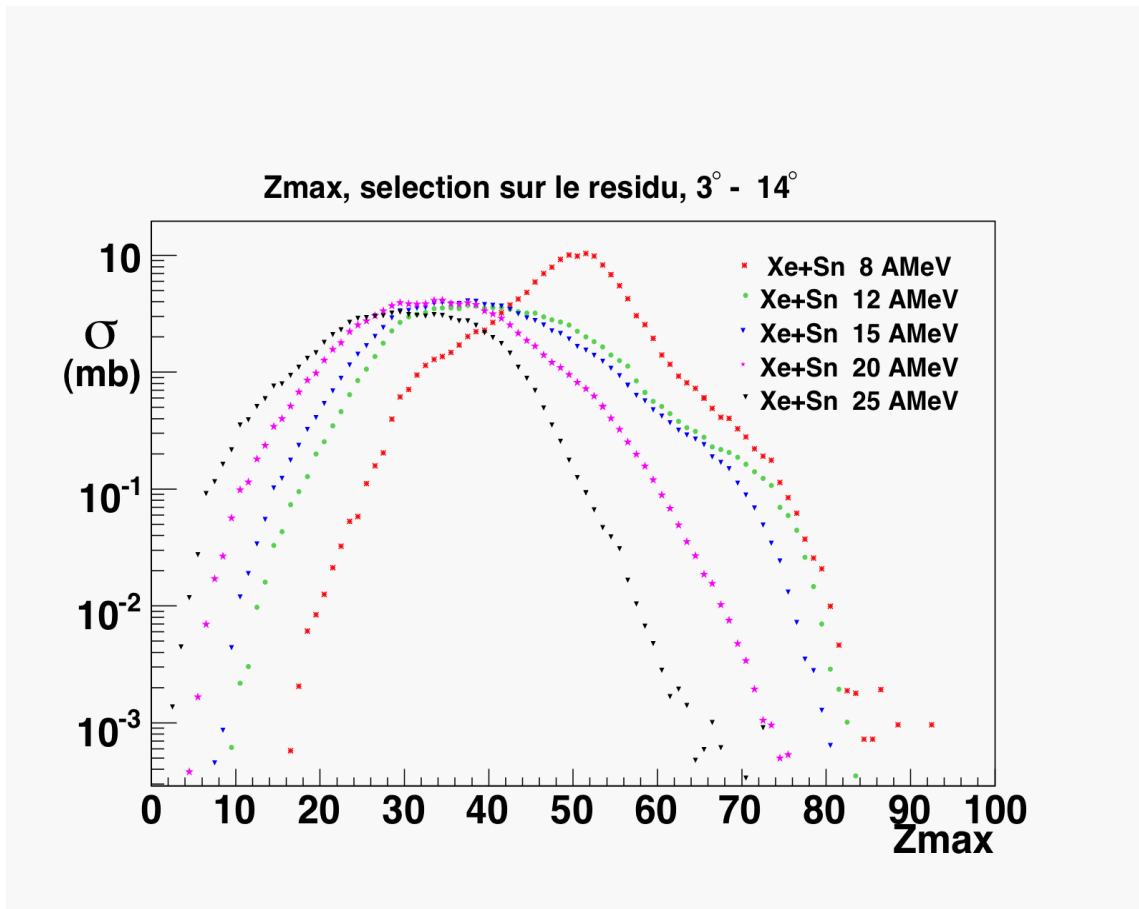


FIG. 7.13 – Estimation de section efficace de production de fragments lourds au centre de masse pour diverses énergies incidentes [59].

dont la topologie est compatible avec la formation de sources uniques. On a ensuite mis en évidence les différentes propriétés statiques et cinématiques des événements produits. Malgré un ensemble probant d'éléments qui tendent à justifier la présence, à basse énergie, d'événements de quasi-fusion, les topologies sélectionnées n'attestent pas de façon moins ambiguë de la présence d'événements monosource.

Nous nous sommes ensuite intéressés au signal de bimodalité. Bien qu'il ne soit pas directement visible sur la taille du plus gros fragment Z_{max} , la distribution de cette variable présente un épaulement. Plusieurs interprétations peuvent être discutées. Soit, les événements sélectionnés sont composés d'événements monosource contaminés par des réactions de transfert très inélastiques, soit l'énergie d'excitation est trop haute pour observer clairement un résidu de fusion.

La bimodalité n'est pas directement observable, mais on constate, si l'énergie est suffisante, l'apparition de la fragmentation. Ce changement de mécanisme est en accord avec la capacité calorifique négative observée. D'après les études récentes menées sur le système Xe+Sn, à plus basse énergie incidente ($E_{faisc} \leq 20$ MeV/u), il semble que des résidus de fusion, soient visibles, bien que leur section efficace de production paraisse très faible. Ils sont caractérisés par un Z_{max} plus grand que ceux observés à 25 MeV/u.

Les monosources formées, lors de collisions centrales Xe+Sn, en tenant compte de l'émission de pré-équilibre, sont proches de la taille d'un quasi projectile d'or. Dans la première partie de cette thèse, nous avons discuté de la bimodalité et des propriétés de la taille du plus gros fragment. La figure 7.14 met en vis à vis les propriétés de Z_{max} pour chaque type de collision. Sur ce résumé, on constate qu'en fonction de l'énergie d'excitation, les propriétés de la distribution en charge du plus gros fragment sont voisines. On notera que la largeur de la distribution est plus faible dans les collisions centrales que dans les collisions périphériques. Une fois de plus, on remarque que les faibles énergies d'excitation sont absentes dans les collisions centrales Xe+Sn, ce qui empêche d'observer le passage vers la branche "liquide" si elle existe (skewness < 0). Il est donc très important d'élargir notre analyse aux données de plus basse énergie, afin de statuer sur l'existence de la bimodalité dans les collisions centrales.

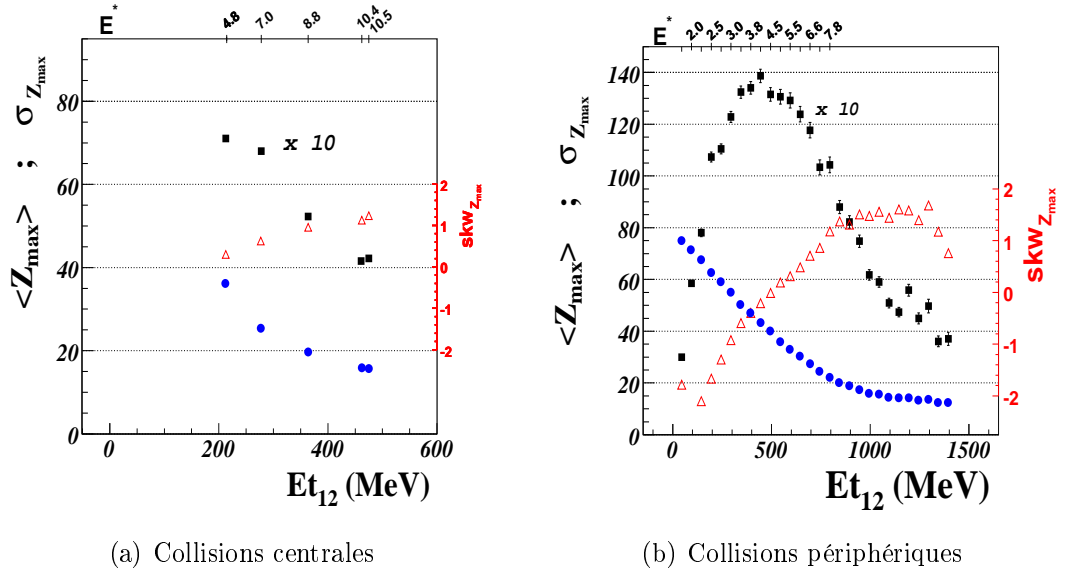


FIG. 7.14 – Caractéristiques du plus gros fragments formé lors des collisions périphériques à droite et centrales à gauche. La figure comprend l'énergie transverse des particules légères, la valeur moyenne, l'écart type, et la skewness de la distribution de Z_{max} associée à une valeur donnée d'énergie d'excitation.

Conclusion générale

CONCLUSION

Dans ce mémoire, la transition de phase liquide-gaz de la matière nucléaire a été étudiée par l'intermédiaire de la bimodalité. Cette observable, d'un point de vue théorique, est susceptible de signer la coexistence de ces deux phases. Dans les données, les différentes analyses menées par le passé ont mis en avant la présence d'une distribution bimodale pour différentes variables plus ou moins complexes à travers des méthodes de sélection d'événements plus ou moins sévères. La démarche adoptée dans cette thèse visait à étudier en détail la bimodalité sur une observable directe : la taille du plus gros fragment détecté (Z_{max}), qui apparaît être un paramètre d'ordre. La finalité de cette étude était l'obtention de ce signal dans les collisions centrales comme dans les périphériques de façon systématique pour les différents systèmes disponibles (Xe+Sn et Au+Au de 60 à 150 MeV/u pour les périphériques ; Ni+Ni et Xe+Sn de 25 à 50 MeV pour les centrales).

Dans les collisions périphériques, la bimodalité sur l'observable Z_{max} est clairement visible lorsqu'on isole une source QP proche de l'équilibre pour une gamme d'énergie transverse donnée. Différents tris en dissipation, ainsi que différentes variables de sélection visant à éliminer les effets de voie d'entrée, ont été éprouvés conduisant à l'observation d'une distribution bimodale claire du plus gros produit chargé pour tous les systèmes étudiés. Ce signal est donc très robuste vis à vis de l'analyse effectuée.

Dans ce manuscrit, différentes interprétations possibles ont ensuite été présentées, concernant l'origine des deux modes observés. Il apparaît clairement que les fragments qui les constituent proviennent du quasi-projectile et non de la zone de mi-rapacité.

L'accent a ensuite été donné à l'interprétation de ce signal relevé dans les données en considérant deux axes de réflexion. Soit il est rattaché à une transition de phase du premier ordre, soit il est induit par la dynamique de la collision. Expérimentalement, chacun des deux modes est rattaché à une énergie d'excitation apparente différente.

Dans le cadre du modèle canonique, le paramètre d'ordre de la transition de phase est l'énergie. La corrélation expérimentale entre Z_{max} et E^* a alors été étudiée, en s'affranchissant des biais introduits par les sélections et par la dynamique de la réaction via une procédure de renormalisation de l'énergie d'excitation. La corrélation obtenue est en très bon accord avec celle issue du modèle statistique SMM. L'étape suivante, présentée dans ce mémoire, consiste à raccorder cette corrélation expérimentale à celle d'une description canonique avec transition de phase, où Z_{max} est un paramètre d'ordre. Quelle que soit la sélection adoptée pour éliminer les effets dynamiques majeurs, les résultats obtenus sont

comparables quantitativement et indiquent que la transition aurait une chaleur latente de l'ordre de 5 MeV.

Les comparaisons avec le modèle dynamique ELIE confirment que la bimodalité n'est pas provoquée par un effet de recouvrement entre des fragments d'origines différentes mais bien par la désintégration du quasi projectile. Elle est clairement reliée à l'ouverture du canal de multifragmentation.

Dans les collisions périphériques, les systématiques réalisées sur les différents systèmes, et ce, quelles que soient les méthodes de sélection utilisées, sont cohérentes avec une interprétation en terme de transition de phase. En plus de la série d'arguments précédents, la cohérence de la bimodalité avec d'autres signaux tels que la capacité calorifique négative ou le delta scaling supporte cette interprétation.

L'étude de la bimodalité dans les collisions centrales repose sur la sélection d'une source unique. Dans ce manuscrit, nous avons utilisé une méthode statistique sur l'ensemble des observables, afin de ne pas biaiser les partitions et d'obtenir un maximum d'événements. Par l'analyse factorielle discriminante, on obtient un tri efficace des événements en fonction de la centralité, des binaires aux événements compatibles avec une monosource. Toutefois, si la sélection d'événements monosource s'est avérée moins ambiguë dans le cas du système Ni+Ni, il est difficile de tirer la même conclusion pour le système Xe+Sn. En effet, on ne peut pas exclure une contamination du lot d'événements monosource sélectionné par des collisions binaires très dissipatives.

Concernant la bimodalité, pour accéder à une gamme d'énergie suffisante, permettant l'observation simultanée des deux modes, plusieurs énergies incidentes ont été cumulées. L'observation de la bimodalité sur la taille du plus gros fragment reste difficile à établir, mais une série d'arguments peut être avancée pour expliquer l'absence de minimum dans une distribution présentant néanmoins un épaulement. En effet, l'énergie d'excitation à laquelle nous avons accès à travers les données considérées peut être trop élevée pour voir clairement la branche "liquide" du signal. De plus, la contamination éventuelle des événements monosource peut brouiller sa visualisation dans le cas du système Xe+Sn. Le signal dans le système Ni+Ni pourrait quant à lui être difficilement observable à cause de la faible taille de ce dernier.

Il est important, pour conclure sur ce sujet, d'analyser les données, bientôt disponibles, de la cinquième campagne de mesure INDRA pour lesquelles on dispose du système Xe+Sn à des énergies inférieures à 20 MeV/u. Toutefois, pour ce système, il se peut que la fusion soit fortement défavorisée. Pour pallier cet inconvénient, de façon à avoir un résidu de fusion de taille suffisante (moins léger que dans le système Ni+Ni), on pourrait envisager des expériences avec des collisions Nb+Nb ($Z_{proj} = 41$) sur une gamme d'énergie de 10 à 50 MeV/u.

Bibliographie

- [1] M. d'Agostino et al.(MULTICS-MINIBALL collaboration), 5th Japan Italy symposium Naples (2004)
- [2] M. d'Agostino & *al.*, Nucl. Phys. A650 (1999)
- [3] N.Bellaize, Fragmentation dans les collisions centrales Ni+Au de 32 à 90 MeV/u, Thèse Université de Caen (2000)
- [4] N.Bellaize et al., Nucl. Phys. A709,367 (2002)
- [5] G. Bizard et al., Phys. Letter B, 302, 162-166 (1993)
- [6] J.P. Bondorf et al., Phys. Rep., 257, 133 (1995)
- [7] E. Bonnet, D. Mercier, et al., soumis à PRL (2008)
- [8] E. Bonnet, *Multifragmentation de systèmes lourds : partitions et signaux de transition de phases*, PhD thesis, Université Paris XI (2006)
- [9] B. Borderie et al., Phys. Let., B388,224 (1996)
- [10] B.Borderie, Nuc. Part. Phys., 28 R217 (2002)
- [11] R. Botet, M. Ploseajczak, Phys. Rev., E62 :1825 (2000)
- [12] B.Bouriquet, Relaxation en forme et multifragmentation, Thèse Université de Caen (2001)
- [13] R. Bougault, communication personnelle
- [14] M.Bruno, F.Gulminelli et al. soumis Elsevier, preprint arxiv 0804.0205v1 (2008)
- [15] C. Cavata et al., Phys. Rev. C42, 1760 (1990)
- [16] R. J. Charity, Phys. Rev. C 58, 1073-1077 (1998)
- [17] P. Chomaz, M. Colonna et J. Randrup, *Nuclear spinodal fragmentation*, Physics Reports (2004)
- [18] P. Chomaz, F. Gulminelli, V. Duflot, Physical Review E64, 046114 (2001)
- [19] J.Colin, D.Cussol *et al.*, *Phys. Rev.*, C67 :064603, (2003)
- [20] M. Colonna, Phys. Rev. Lett. 88 (2002) 122701
- [21] J.Cugnon et D.L'Hote, Nucl. Phys. A397,519 (1983)
- [22] R.H Dalitz, Phys. Rev. 94, 1046 - 1051 (1954)
- [23] P. Désesquelles *et al.*, Phys. Rev., C62 :024614 (2000)
- [24] D.Durand, "ELIE" a minimal dynamical model, IWM Proceedings p205 (2007)

- [25] D. Durand, Nucl. Phys. A541,266 (1992)
- [26] G.C. Fox et S.Wolfram, Phys. Rev. Lett. 41,1581 (1978)
- [27] J. Frankland, *Mise en évidence d'un effet de volume dans les processus de multifragmentation*, PhD thesis, Université Paris XI, (1998)
- [28] J. Frankland et al. (INDRA-ALADIN collaborations), Phys. Rev. C71,34607 (2005)
- [29] J. Frankland et al., Nuclear Physics A689,905-939 (2001)
- [30] J-L Girard, Ingénierie de l'analyse des données, COURS de Master 1, Université de Picardie. disponible sous : [http ://www.upicardie.fr/TOUS/Documentation/Master1/IAD/Cours.pdf](http://www.upicardie.fr/TOUS/Documentation/Master1/IAD/Cours.pdf), Univers
- [31] M. Gonin et al., Phys. Lett. B 217 (1989) 406.
- [32] F. Gulminelli, *Phase coexistence in nuclei*, HDR Université de Caen, (2003)
- [33] F. Gulminelli, *Nucl. Phys.*, A791 :165, (2007)
- [34] F. Gulminelli, IWM.2007
- [35] P.L. Hennequin et A. Tortrat, Théorie des probabilités et quelques applications, Masson (1965)
- [36] J. Hubele et al., Z.Phys. A 340,340 (1991)
- [37] J. Hubele et al., Phys. Rev. C46,R1577 (1992)
- [38] S.Hudan et al., Phys. Rev. C67, 064613 (2003)
- [39] S. Keszthelyi-Landori,NIM 68(69)9
- [40] P. Kreutz et al., Nuclear Physics A556,672 (1993)
- [41] D.Lacroix, A. Van Lauwe, D.Durand, Phys Rev. C69, 054604 (2004)
- [42] P. Lautesse, HDR Université Claude Bernard Lyon 1,[http ://tel.archives-ouvertes.fr/docs/00/12/79/89/PDF/HDRlautesse.pdf](http://tel.archives-ouvertes.fr/docs/00/12/79/89/PDF/HDRlautesse.pdf) (2006)
- [43] P. Lautesse et al., Phys. Rev. C71,034602 (2005)
- [44] L. Lebart, A. Morineau, J-P Fénelon, *Traitement des données statistiques*, Méthodes et programees, Dunod (1982)
- [45] A. Le Fèvre, Etude de la multifragmentation : apport des corrélations en vitesse réduite entre particules et fragments, thèse Université Paris 7 (1997)
- [46] A. Le Fevre & al., Nucl. Phys.,A735 (2004)
- [47] N. Le Neindre, *Aspect Thermodynamique de la multifragmentation*, PhD thesis, Université de Caen, (1999)
- [48] N. Le Neindre, *Nucl. Phys.*, A795,47-69 (2007)
- [49] J-M Loiseaux, Nucl.Pysics. A 354, 415c (1981)
- [50] O. Lopez et al. Phys. Letter. B315,34 (1993)
- [51] O. Lopez, D. Lacroix, E. Vient, PRL 95,242701 (2005)
- [52] O.Lopez, MF. Rivet, Bimodalities : A survey of experimental data and models, WCI Book (2006)

-
- [53] M. Louvel et al. Phys. Letter B 320, vol b, 221-226 (1994)
 - [54] J. Lukasik et al., Phys. Rev. C55,1906 (1997)
 - [55] Y.G. Ma et al. (NIMROD collaboration), nucl. exp. 0410018
 - [56] N. Marie, A. Chbihi, J.B Natowitz, Phys. Rev. C 58, 256 (1998)
 - [57] A-M. Maskay-Wallez, Nouvelle méthode de sélection et de caractérisation des évènements monosource dans les collisions Ni+Ni \tilde{A} 32 MeV/u, Université Claude Bernard Lyon1 (1999).
 - [58] M. Mjahed (1987), thèse Université Clermont Ferrand (1987).
 - [59] J. Moisan, thèse Université de Laval
 - [60] L.G Moretto., Nuclear Physics A 519,183c (1990)
 - [61] R. Moustabchir, Recherche d'une signature de phénomènes critiques et des effets dynamiques lors des collisions entre ions lourds aux énergies de Fermi, Université Claude Bernard Lyon1 (2004).
 - [62] M. Pichon, *Bimodalité et autres signatures possibles de la transition de phase liquide-gaz de la matière nucléaire*, PhD thesis, Université de Caen, (2004)
 - [63] M. Pichon & al., Nucl. Phys. A735,267 (2006)
 - [64] J. Pouthas & al., Nucl. Inst. Method., A357 (1995)
 - [65] MF. Rivet et al., Phys. Let. B388,219 (1996)
 - [66] MF. Rivet, N. Leneindre, J.P Wieleczko et al., Nucl.Phys. A749, 73-82 (2005)
 - [67] M.Samri et al., Nucl.Phys. A700,42 (2002)
 - [68] E. Suraud et al., Nucl. Phys. A495,73c (1989)
 - [69] A. Schüttauf et al., Nucl. Phys. A 607,457 (1996)
 - [70] G.Tăbăcaru et al., European Physical Journal A : Hadrons and Nuclei 18, 103-106 (2003)
 - [71] W. Trautmann et al., Bimodality in spectator fragmentation, (ALADIN collaboration),arxiv preprint : arXiv :0705.0678v1, submitted (2007)
 - [72] E. Vient, *Méthodologie de la calorimétrie et de la thermométrie des noyaux chauds formés lors des collisions nucléaires aux énergies de Fermi*, HDR Université de Caen, [http ://tel.archives-ouvertes.fr/docs/00/14/19/24/PDF/HDR.E.Vient.VF.pdf](http://tel.archives-ouvertes.fr/docs/00/14/19/24/PDF/HDR.E.Vient.VF.pdf) (2006)
 - [73] E. Vient, communication personnelle (2008)
 - [74] V. E. Viola, K. Kwiatkowski, and M. Walker, Phys. Rev. C 31, 1550-1552 (1985)
 - [75] V.F. Weisskopf Phys Review, 52,295 (1937)

A

Divers compléments sur les collisions périphériques

A.1 Approche thermostatistique : un autre lot d'événements.

Sur la figure A.1, on représente l'allure de l'ajustement obtenu par la double gaussienne après repondération de l'énergie d'excitation (*cf.* chapitre 4). Ici les événements ne sont plus sélectionnés avec Z_{max} émis à l'arrière de la source mais par $K_{asym} \geq 0$ pour la gamme d'énergie d'excitation de 3 à 7 MeV/u. Les paramètres de l'ajustement obtenus par ces deux sélections sont tout à fait semblables, bien que les événements sélectionnés (notamment ceux dont le fragment le plus lourd est tel que $Z_{max} \sim 40$) soient différent. Ceci nous conforte une fois encore dans l'affirmation que la bimodalité n'est pas créée par les sélections.

Paramètres	valeurs
$\overline{E_{liq}}$	2.5
$\sigma_{E_{liq}}$	1.93
$\overline{Z_{liq}}$	62.4
$\sigma_{Z_{liq}}$	12
$\overline{E_{gaz}}$	6.97
$\sigma_{E_{gaz}}$	2.3
$\overline{Z_{gaz}}$	20.7
$\sigma_{Z_{gaz}}$	14.2
ρ	-0.83
N_{liq}/N_{gaz}	0.82
χ^2/N	2.10

TAB. A.1 – Paramètres de la fonction double gaussienne pour les événements sélectionnés par $K_{asym} \geq 0$

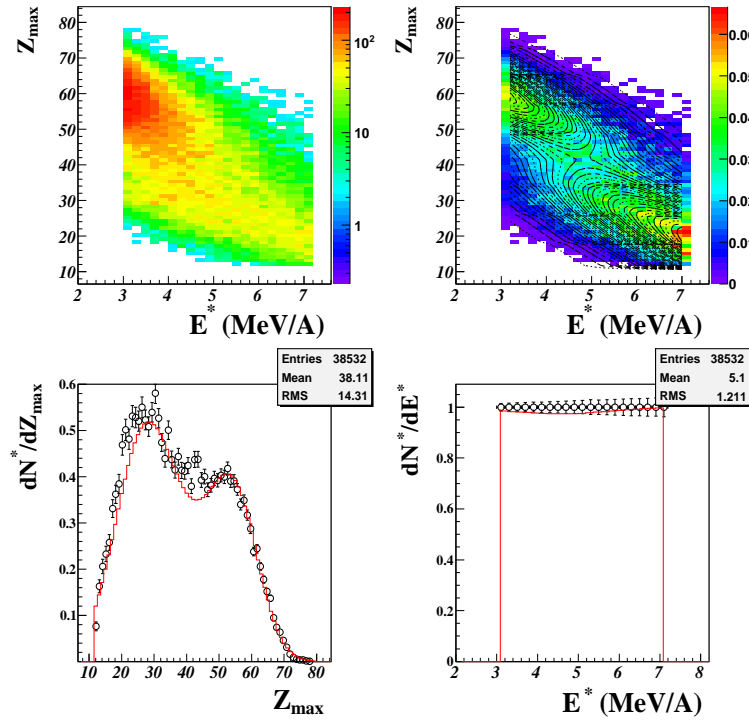


FIG. A.1 – Représentation et ajustement linéaire de la taille du plus gros fragment.

A.2 Quelques prédictions du modèle ELIE.

A.2.1 Les variables cinématiques

Afin d'étudier les propriétés cinématiques des produits de réaction, on a trié les événements selon l'énergie transverse réduite Et_{RED} (fig. A.2, comme dans le chapitre 3.2). Les distributions de la projection des vitesses sur l'axe parallèle au faisceau donneront alors une indication sur leurs localisations et leurs abondances relatives. Leurs distributions angulaires dans le repère de la source QP permettent d'avoir une idée de leurs répartitions spatiales. Pour comparer la position relative des différents objets sans être influencé par les effets de production, on a normalisé les distributions à la surface et non plus au nombre d'événements.

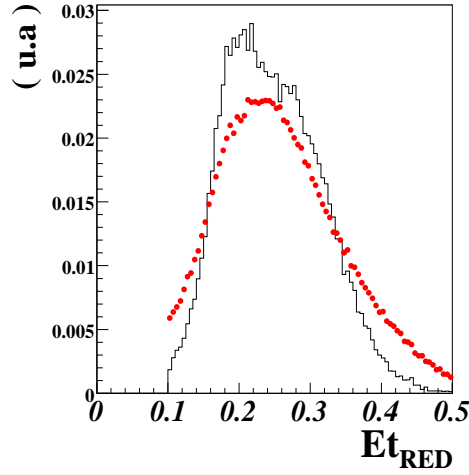


FIG. A.2 – Energie transverse par particule légère (Et_{RED} cf 3 pour les données en rouge et le modèle en noir.

Les résultats obtenus sont représentés sur les figures A.3 pour les isotopes de charge $Z = 1$, et sur la figure A.4 pour les isotopes de charge $Z = 2$. On se souviendra que, par l'absence de filtre pour reproduire l'ouverture angulaire du détecteur, les données paraîtront toujours beaucoup plus atténuées à l'avant que les résultats du modèle.

Si l'on se réfère aux vitesses projetées parallèlement à l'axe du faisceau pour les particules de charge $Z = 1$ (figure A.3 partie droite), on constate que la production de deutons est très semblable dans le modèle et dans les données. Par contre, les protons produits à mi-rapacité sont en sous abondance dans ELIE, à l'opposé des tritons produits en excès. Les distributions angulaires reflètent ces comportements, les particules de charge $Z = 1$ étant généralement situées à l'arrière dans les données contrairement au modèle.

En considérant à présent la figure A.4, on constate que les distributions angulaires des particules $Z = 2$ sont très bien reproduites mais les vitesses parallèles montrent que les ${}^3\text{He}$ sont en large surabondance par rapport aux données. La production et la localisation

des ${}^4\text{He}$ sont très bien modélisées par ELIE.

Les distributions angulaires des fragments, quant à elles sont extrêmement bien reproduites pour les dissipations importantes (à partir de la zone 6). Pour les zones en amont, on distingue clairement une sous production de fragments autour de la vitesse de source ($0 < \cos(\Theta) < 0.5$). Les distributions calculées, très piquées à l'avant peuvent être provoquées par l'absence de filtre. Pour les premières zones, le principal effet de détection, dû à l'ouverture angulaire à l'avant, est visible sur les distributions de V_{par} , provoquant un pic en surabondance dans le modèle autour de la vitesse du projectile. On notera que la production des fragments à mi rapidité est bien reproduite.

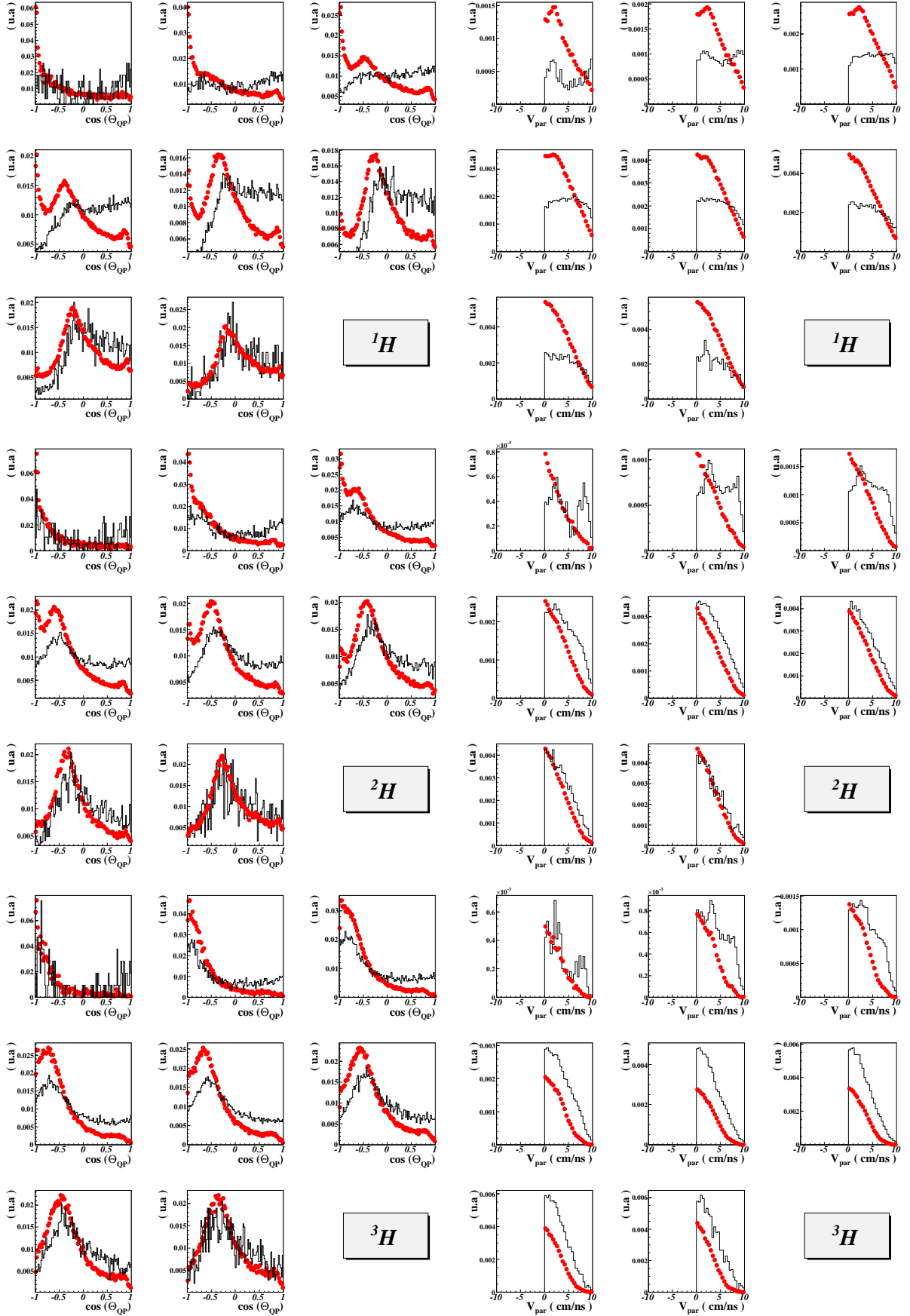
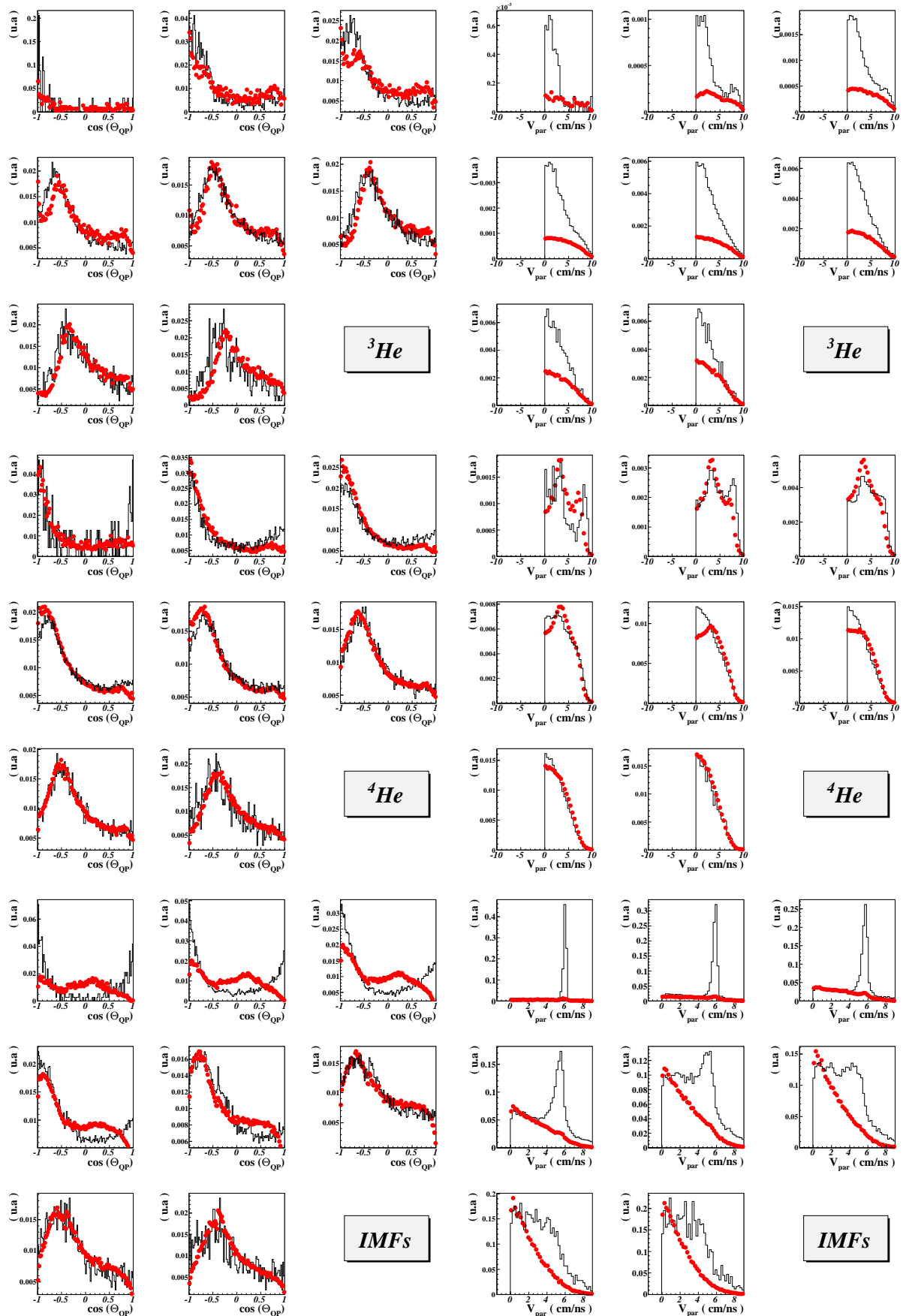


FIG. A.3 – En Ligne : les protons(en haut), deutons(au centre), tritons(en bas). En colonne : les distributions angulaires (à gauche), la projection des vitesses sur l'axe parallèle au faisceau (à droite). En rouge les données Au+Au 80 MeV/u, en noir le modèle.



184
FIG. A.4 – En Ligne : les he3(en haut), he4(au centre), fragments(en bas). En colonne : les distributions angulaires (à gauche), la projections des vitesses sur l'axe parallèle au faisceau (à droite). En rouge les données Au+Au 80 MeV/u, en noir le modèle.

A.2.2 Les variables statiques

Dans cette partie, nous allons comparer quelques variables globales prédites par le modèle à celles visibles dans les données. Intéressons nous aux distributions de multiplicité de la figure A.5. La distribution de multiplicité totale du modèle présente un maximum autour de $Mult_{TOT} \sim 15$ alors que, dans les données, il se situe à $Mult_{TOT} \sim 20$. On constate aussi un déficit de multiplicité $20 < Mult_{TOT} < 25$ dans les prévisions du modèle. Ces tendances suivent les observations que l'on peut faire sur la multiplicité de particules légères ($Mult_{LCP}$). La production de fragments quant à elle est sous estimée dans ELIE par rapport aux données, ce qui participe en partie le décalage du maximum de la distribution de $Mult_{TOT}$.

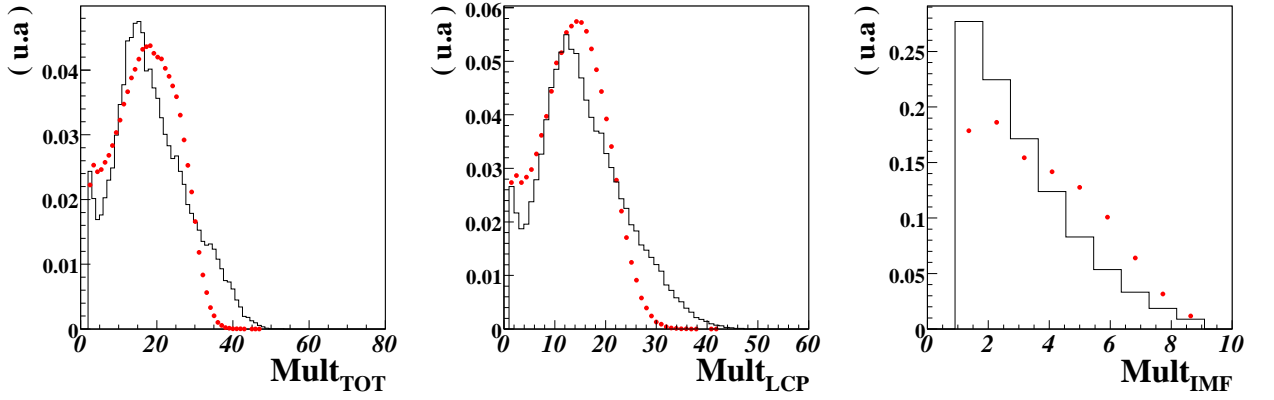


FIG. A.5 – Représentation de différentes multiplicités de l'événement. Dans le sens de lecture : la multiplicité totale, la multiplicité de particules légères et la multiplicité de fragments ($Z \geq 3$) pour le système (Au+Au 80 MeV/u). En noir, les événements simulés comparés aux données en rouge.

En se reportant à la figure A.6, on constate que la distribution en charge issue du modèle suit les tendances visibles dans les données. Par contre, on peut noter une forte sous production d'IMFs de charge $Z \sim 10$, et une légère surabondance de fragments de charge $Z \sim 60$. Les figures représentant la taille du plus gros fragment font écho à cette observation. En effet, deux topologies d'événements ($Z_{max} \simeq 55$, $Z_{max} \simeq 30$) dans le modèle sont privilégiées par rapport aux données. Quant aux fragments de taille ($Z_{max} \simeq 12$), ils sont quasiment absents dans le modèle. Si l'on tient compte de $Asym$, qui présente un léger excès de grandes asymétries ($Asym \sim 1$) et un défaut conséquent de faibles asymétries ($Asym \sim 0$), il semble qu'une catégorie d'événements visibles dans les données n'existe pas dans le modèle.

On constate que ce modèle reproduit très bien les rapports de production et la répartition spatiale des alphas. Par contre, les protons majoritairement localisés à mi rapidité dans les données sont trop rapides dans le modèle. L'observation la plus intéressante pour la suite de notre étude concerne la production de fragments. En effet, si les fragments à mi rapidité semblent bien reproduits, on ne peut juger de la qualité prédictive du mod-

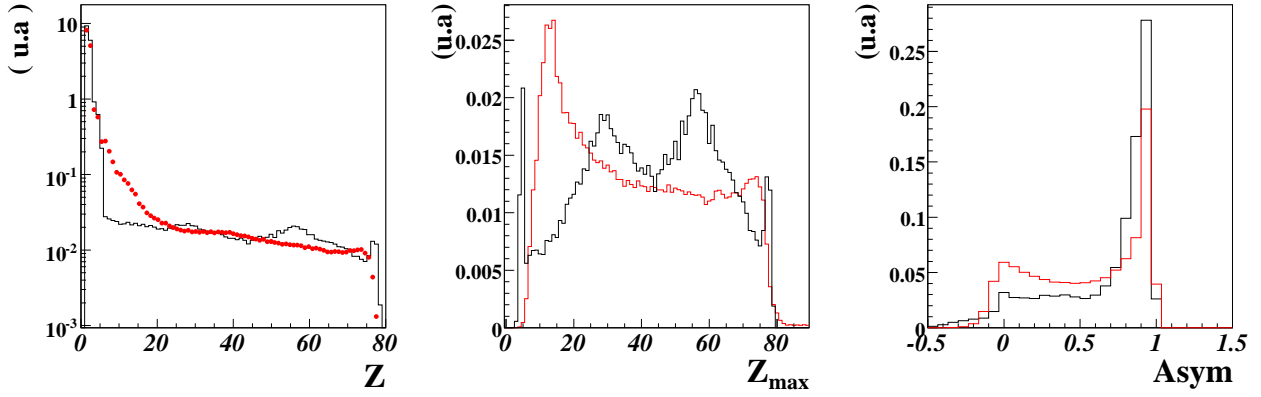


FIG. A.6 – Représentation de différentes informations sur la charge des IMFs produits, pour le système (Au+Au 80MeV/u). A gauche : La distribution en charge de tous les produits finaux. Au centre, l'asymétrie entre les deux fragments les plus lourds. A droite, la distribution de Z_{\max} . En noir, les événements simulés comparés aux données en rouge.

èle pour l'avant puisqu'aucun filtre n'a été utilisé. Toutefois, il apparaît qu'une catégorie d'IMFS présente dans les données ($Z_{\max} \sim 15$) est inexistante dans le modèle.

B

Compléments sur les collisions centrales

B.1 Evolution de l'angle de flow avec l'énergie incidente

Ce paragraphe permettra de recouper la part d'événements sélectionnés en commun par la D625 et par l'angle de flot. Sur la figure B.1, on constate que pour 25 MeV/u d'énergie incidente, la sélection en angle de flot, telle que $\Theta_{flot} \geq 60$ isole des événements que l'AFD avait classé dans les collisions correspondant à un mélange entre les périphériques très dissipatives et les monosources. Cet effet devient très minoritaire à partir de 39 MeV/u.

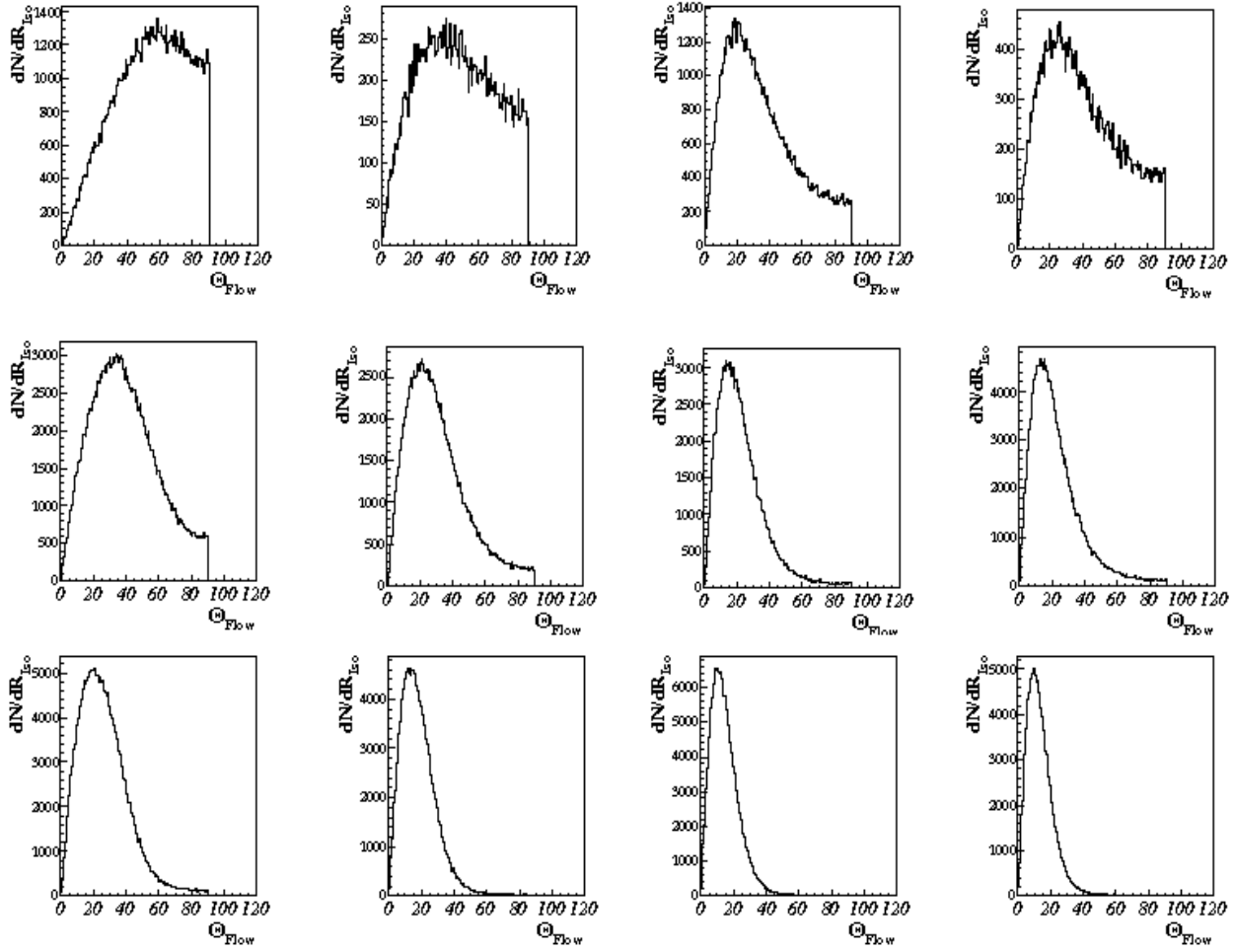


FIG. B.1 – Les colonnes de gauche à droite représentent les énergies incidentes : 25, 32, 39, 45 MeV/u. La ligne du haut correspond aux collisions monosources “pures” isolées par l’AFD. La deuxième ligne correspond aux événements présentant un mélange entre les collisions monosources et périphériques très dissipatives. La troisième ligne représente de nouveau un mélange mais dont les caractéristiques sont plus proches des collisions binaires.

B.2 Détail des différentes étapes de l'apprentissage

Dans le chapitre 6, on a utilisé un apprentissage basé sur les critères du tableau B.1 en excluant la condition C_2 qui pouvait biaiser l'étude de la bimodalité. Dans cette annexe, on effectuera divers apprentissages en s'appuyant sur les différentes étapes de sélections mentionnées ici. Les lots de départs ne seront d'abord caractérisés que par la sélection cinématique (§B.2.1), puis en ajoutant le critère C_1 (§B.2.2) suivi de la condition C_2 (§B.2.3).

B.2.1 Un apprentissage cinématique

On se basera sur les travaux [57] mettant en évidence la capacité de discrimination des différentes variables globales évoquées dans le chapitre 2 et leurs corrélations. On gardera alors les variables R_{iso} qui présente le plus faible recouvrement entre les collisions périphériques et centrales, et le moment de Fox d'ordre 2, qui, comme le confirme la figure B.2, n'est pas totalement corrélée à R_{iso} . Les conditions C_1 et C_2 seront levées.

On peut alors isoler des catégories de collisions, en coupant dans la carte tracée sur la figure B.2. Nous allons vérifier les topologies des événements sélectionnés présentant des formes caractéristiques de collisions centrales (zone 1) et périphériques (zone 2). Les figures B.3 et B.4, confirment que cette sélection cinématique distingue correctement les collisions périphériques des collisions centrales. En effet, la zone 1 présente des événements "sphériques" dont les fragments ont des vitesses proches de celle du centre de masse. Ces événements semble présenter une configuration "monosource". La zone 2 quant à elle contient des événements exhibant une forme allongée. Les fragments les plus lourds se situent dans deux régions distinctes de l'espace, à des vitesses respectivement proches de celle du Quasi projectile(QP) et de celle de la Quasi cible(QT).

On constate que les topologies d'événements sélectionnés par cette méthode correspondent bien à celles attendues. Et ce, quel que soit le système considéré. Si l'on se base sur cette hypothèse pour déterminer les sous ensembles afin de réaliser l'apprentissage d'une AFD, on obtient la variable discriminante représentée sur la figure B.5. On remarque d'ores et déjà que la distribution de D_{625} obtenue ne présente pas deux gaussiennes (critère visuel de discrimination obtenu dans §B.2.1), tout juste un léger décrochement

	<i>Monosource</i>		<i>Binaires</i>	
	Xe+Sn 25 MeV/u	Ni+Ni 32 MeV/u	Xe+Sn 25 MeV/u	Ni+Ni 32 MeV/u
Sélection cinématique	$R_{Iso} > 0.7$ et $H_2 < 0.3$		$R_{Iso} > 0.7$ et $H_2 > 0.3$	
Sélection statique	$Z_{max} - Z_{max-1}$ > 20	$Z_{max} - Z_{max-1}$ > 8	$Z_{max} - Z_{max-1} < 6$ et $Z_{max} > 20$ et $Z_{max} > 6$	
	Condition C_2		Condition C_1	

TAB. B.1 – Récapitulatif des sélections utilisées pour l'apprentissage.

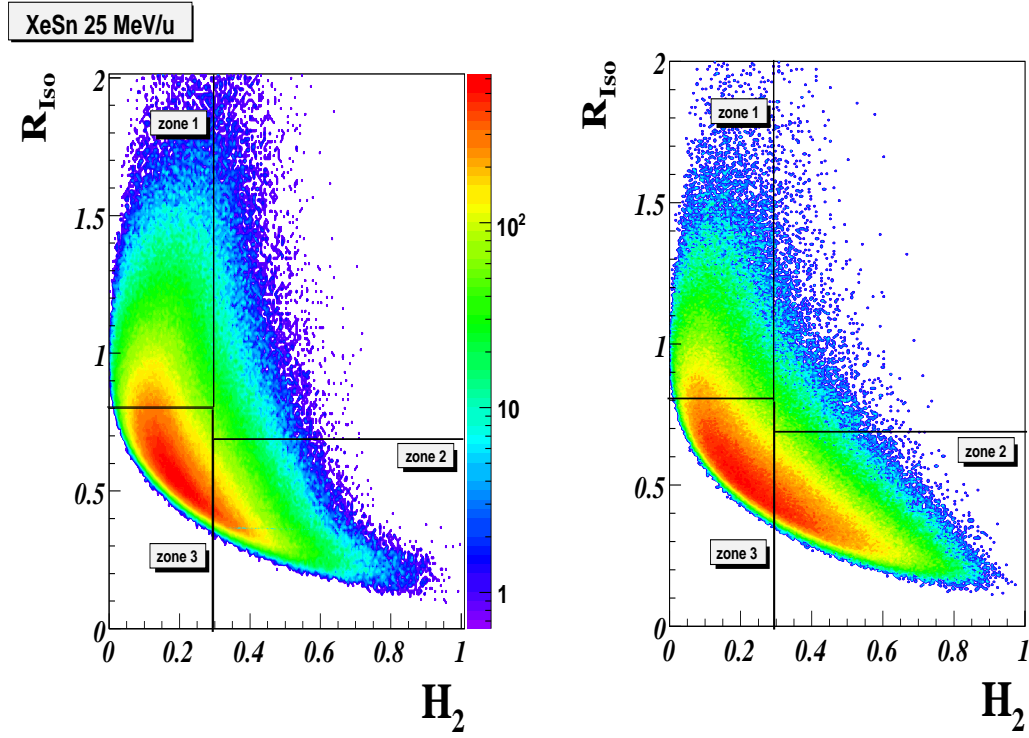


FIG. B.2 – Corrélation entre l'isotropie et le moment de Fox d'ordre 2 de l'événement, pour les systèmes (a) :Xe+Sn à 25 MeV/u et (b) Ni+Ni à 32 MeV/u. Les 3 zones, délimitées par des lignes continues, seront utilisées dans la suite. Elles représentent des topologies d'événements identifiées comme issues de 1 : les collisions centrales, 2 : les collisions périphériques. La zone 3 présentant des configurations intermédiaires non déterminées.

dans le cas de Ni+Ni à 32MeV/u.

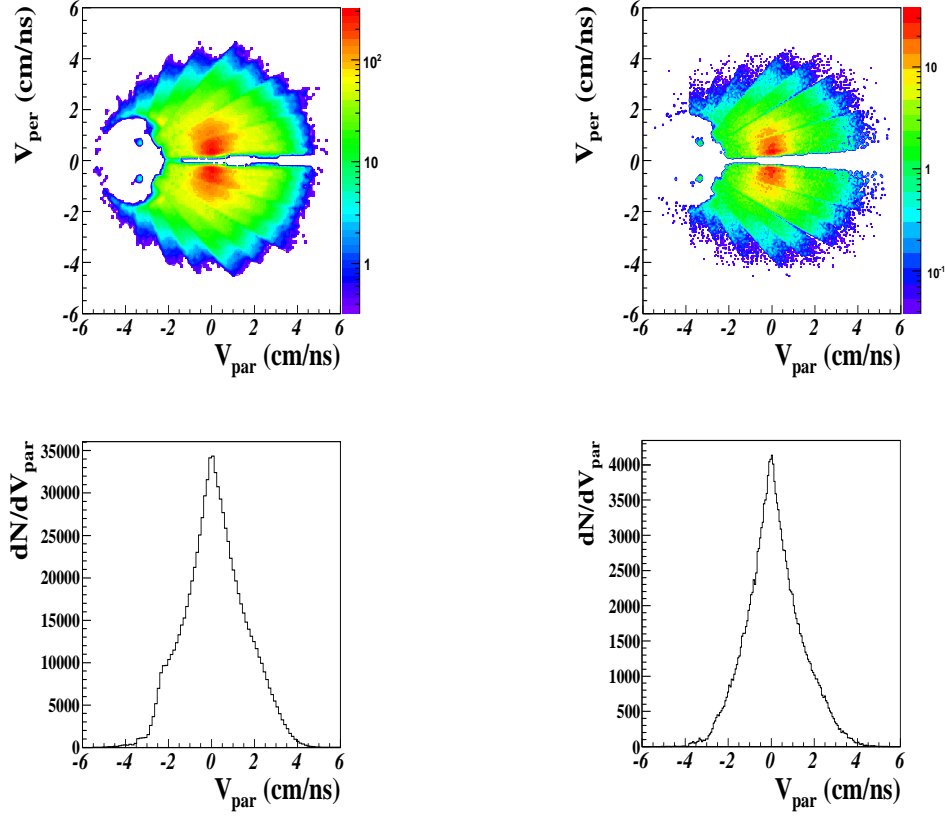


FIG. B.3 – Topologies obtenues dans les zones 1 pour à Gauche : Xe+Sn à 25 MeV/u ; à droite : Ni+Ni à 32 MeV/u. En Haut : Les vitesses perpendiculaires en fonction des vitesses parallèles des fragments ($Z \geq 5$) dans le centre de masse. En Bas : La projection sur l'axe parallèle au faisceau

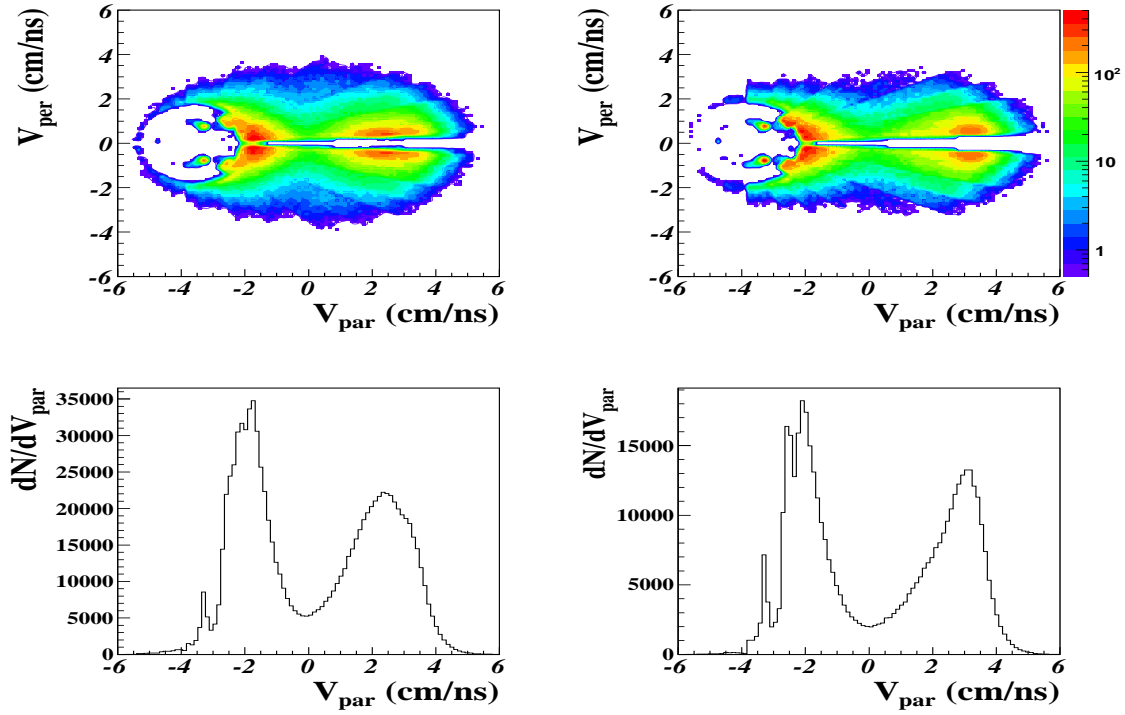


FIG. B.4 – Topologies obtenues dans les zones 2 pour à Gauche : Xe+Sn à 25 MeV/u ; à droite : Ni+Ni à 32 MeV/u. En Haut : Les vitesses perpendiculaires en fonctions des vitesses parallèles des fragments ($Z \geq 5$) dans le centre de masse. En Bas : La projection sur l'axe parallèle au faisceau.

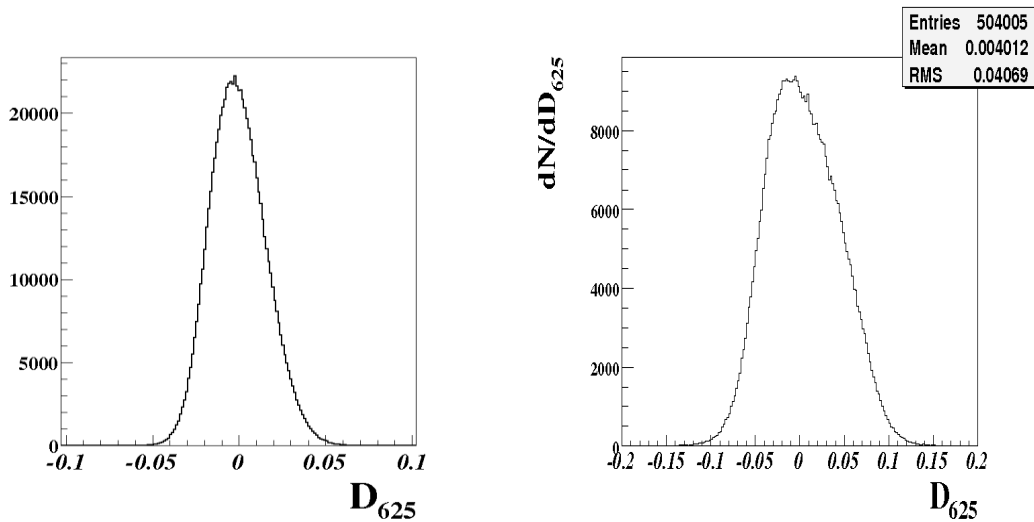


FIG. B.5 – Distribution de la Variable D_{625} pour les 2 systèmes : Xe+Sn 25MeV/u à gauche et Ni+Ni 32MeV/u.

On peut se demander si les coupures, délimitant les zones définies précédemment, isolant les collisions centrales et périphériques ont un impact fort sur le résultat de l'AFD. Afin de clarifier cette idée, utilisons le raisonnement suivant : Dans un premier temps, nous isolerons des lots représentant des formes extrêmes d'événements. Pour cela, nous procéderons à une coupure très sélective en (R_{iso} et H_2). Dans un deuxième temps, au contraire nous utiliserons des coupures plus lâches. Toutefois, on prendra garde à ce que les caractéristiques attribuées à chaque sous ensemble restent bien identifiées comme périphériques ou centrales respectivement, sans qu'il y ait de recouvrement trop important. Sur la figure B.6, on voit les topologies d'événements sélectionnées par des coupures plus ou moins lâches.

Pour l'apprentissage nous utiliserons donc deux lots :

L'AFD visera à séparer au mieux les lots donnés dans l'apprentissage et à rattacher les autres événements à ceux de référence. . . Dans le cas d'un apprentissage à partir de configurations extrêmes, les lots initiaux seront séparés nettement, par contre, on ne peut présager de la séparation de l'ensemble des événements. La sélection "lâche", quant à elle, englobe une partie plus importante de la population considérée : les configurations extrêmes et des configurations intermédiaires. Si l'AFD est sensible aux coupures, il se peut que, dans le cas d'un apprentissage plus lâche, les événements intermédiaires soient mieux séparés que lorsque leur nature n'est pas précisée à la méthode.

Sur la figure B.6, on représente les distributions de D625 obtenues à partir des 2 apprentissages précédents. Il est difficile de superposer de telles figures puisque les coefficients peuvent varier d'une analyse à l'autre et une "phase" peut notamment apparaître orientant la distribution vers les valeurs positives ou négatives comme on peut le voir entre les deux figures B.6. Le fait d'avoir sélectionné des conditions plus lâches n'a pas transformé réellement la forme de la distribution de D625. La discrimination entre les lots centraux et périphériques n'est pas profondément modifiée.

On peut alors en déduire que les caractéristiques des événements associés à des valeurs extrêmes en R_{Iso} et H_2 en terme de moments ne reflètent pas des propriétés particulières mais bien des topologies proches des événements sélectionnés par la coupure plus lâche. De même, on constate que sélectionner des topologies "non pures" mais à dominante marquée dans l'une ou l'autre des classes considérées suffit à bien séparer les ensembles par AFD. On a donc vérifié dans cette partie que le résultat de l'AFD est peu dépendant de la position de la coupure selon la variable de forme choisie.

Configurations	Monosources		Binaires	
extrêmes	$R_{Iso} >$	1.0	$H_2 >$	0.5
plus lâches	$R_{Iso} >$	0.7	$H_2 >$	0.3

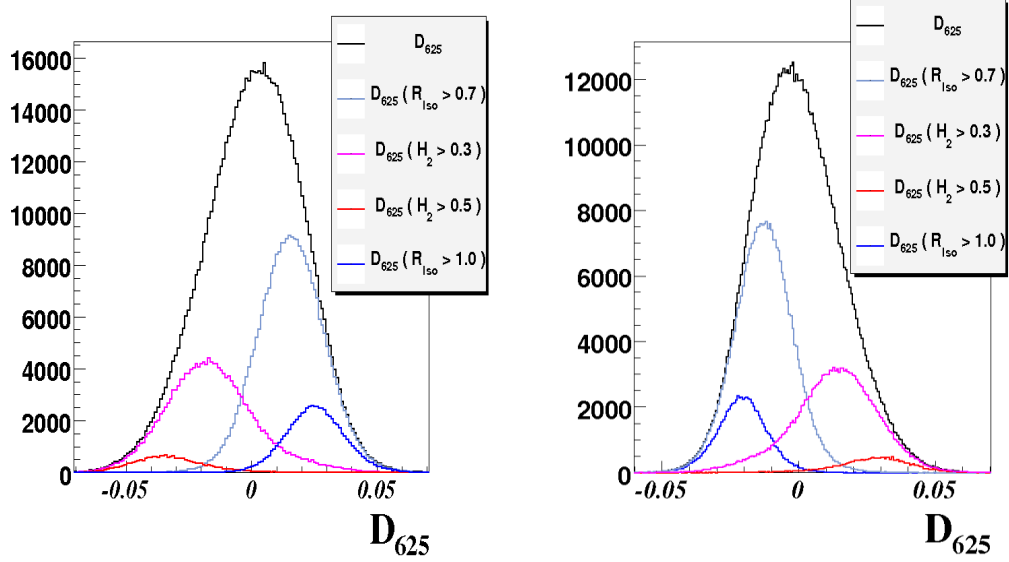


FIG. B.6 – Distributions de D_{625} obtenues à gauche pour un apprentissage à partir des topologies extrêmes, à droite à partir de topologies plus lâches, pour le système Xe+Sn à 25MeV/u.

Nous allons à présent vérifier le tri obtenu. On définit 4 bandes sur la distribution de D_{625} obtenue sur la figure B.5 par apprentissage cinématique et l'on compare les topologies obtenues. les bandes sont précisées dans le tableau B.2

Il apparaît sur les figures B.7 et B.8 que le tri en centralité s'effectue de manière correcte et de façon très semblable en Xe + Sn 25 MeV/u et en Ni+Ni 32 MeV/u. On constate que les distributions de D_{625} obtenues ne présentent pas deux familles d'événements matérialisés par un épaulement comme dans l'apprentissage utilisé dans la partie §6.4.2, et ce, quel que soit le système. Il apparaît aussi que les distributions de corrélation charge vitesse parallèle des fragments ne présentent pas une accumulation de résidus de fusion évaporation, matérialisés par une accumulation de fragments lourds accompagnés de fragments beaucoup plus légers comme sur les figures 6.4 et 6.5.

L'AFD basée sur un apprentissage cinématique a donc permis un tri correct des événements en centralité. Même si l'évolution entre les zones est continue des collisions binaires aux collisions monosources, les configurations extrêmes semblent raisonnables. Toutefois, la distribution de D_{625} ne présente pas de démarcation naturelle entre les familles mono et bisources.

B.2.2 Ajout d'une sélection statique : C_1

Si l'on considère la zone 3 de la figure B.2, les événements qu'elle contient ne sont rattachés à aucune des 2 classes de collisions : "périphériques" ou "centrales". Un aperçu

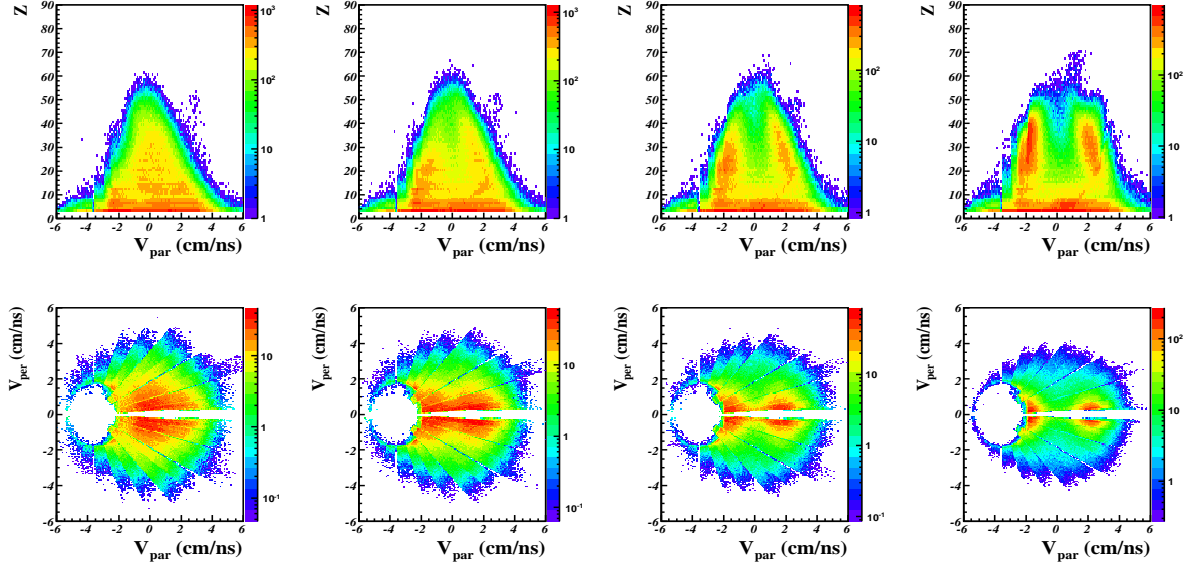


FIG. B.7 – système Xe+Sn à 25MeV/u. cadres 1 à 4, haut : Corrélations Charge et vitesse parallèle dans le centre de masse des fragments ($Z \geq 5$), bas : vitesses parallèles et vitesses perpendiculaires dans le centre de masses des fragments.

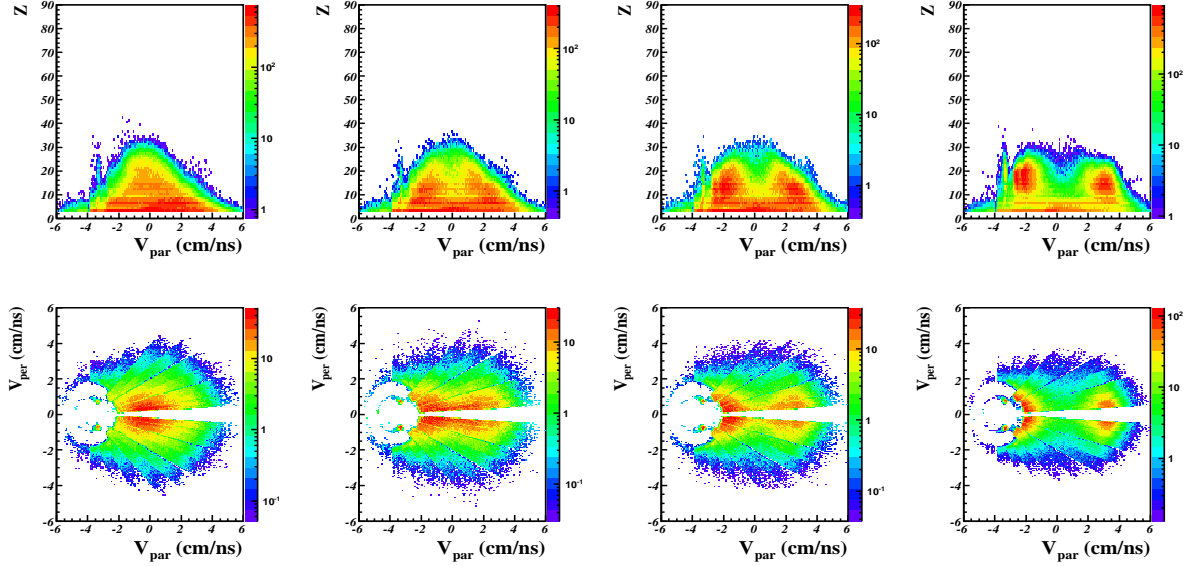


FIG. B.8 – système Ni+Ni à 32MeV/u. cadres 1 à 4, haut : Corrélations Charge et vitesse parallèle dans le centre de masse des fragments ($Z \geq 5$), bas : vitesses parallèles et vitesses perpendiculaires dans le centre de masses des fragments.

Ni+Ni à 32 MeV/u					
-0.2	<	D_{625}	<	-0.05	collisions centrales
-0.05	<	D_{625}	<	0	mélange centrales périphériques
0	<	D_{625}	<	0.05	mélange centrales périphériques
0.05	<	D_{625}	<	0.15	collisions périphériques
Xe+Sn à 25 MeV/u					
0.025	<	D_{625}	<	0.07	collisions centrales
0.015	<	D_{625}	<	0.025	mélange centrales périphériques
-0.02	<	D_{625}	<	0.015	mélange centrales périphériques
-0.07	<	D_{625}	<	-0.02	collisions périphériques

TAB. B.2 – Les différentes bandes de D_{625} pour un apprentissage cinématique.

de la topologie de ces événements est représenté sur la figure B.9. On peut imaginer attribuer ces événements à la classe des périphériques ou des centrales afin d'accroître les statistiques associées.

Au cours des analyses effectuées dans cette thèse, nous avons présenté l'apprentissage qui avait déjà été utilisé sur Ni+Ni. Rappelons que pour mettre en évidence des collisions périphériques, non reconnues par leur topologie de forme, un critère simple sur des variables statiques C_1 avait été mis en place. En effet, les collisions binaires, indépendamment de la dissipation intervenue dans la réaction, se composent, en général, de deux fragments lourds de tailles voisines reflétant la présence d'une quasi cible et d'un quasi projectile. Bien que la condition C_1 , comme nous l'avons évoqué, ne traite pas les situations où un seul fragment lourd est formé, les événements qu'elle sélectionne doivent correspondre à des topologies binaires. Redéfinissons alors la condition C_1 :

$$\begin{array}{l} \text{Xe+Sn 25MeV/u} \quad Z_{max} - Z_{max-1} < 6 \quad \text{et} \quad Z_{max} > 20 \\ \text{Ni+Ni 32MeV/u} \quad Z_{max} - Z_{max-1} < 6 \quad \text{et} \quad Z_{max} > 6 \end{array}$$

Cette condition appliquée sur la zone 3, permet de mettre en évidence les topologies d'événements présentées sur la figure B.10. On voit que, conformément à nos attentes, la sélection précédente isole des topologies d'événements se rapprochant clairement des collisions périphériques très dissipatives. Ce type d'événements étaient classés par la distribution de D_{625} , dans la zone dite de recouvrement, où l'appartenance à l'une ou l'autre des classes d'origine ne peut pas être déterminée, comme le montre la figure B.11.

On constate que, dans le cas d'un apprentissage sans la condition C_1 , la zone 3 vérifiant les conditions C_1 est située autour de $D_{625} = 0$ (figure B.11). Si l'apprentissage intègre explicitement ce critère comme dans le tableau B.3, on obtient la distribution de D_{625} de la figure B.12. Sur cette représentation, on voit que la sélection statique C_1 a impacté la distribution de D_{625} obtenue. La méthode a rapproché ces événements récupérés du lot binaire, conduisant à une distribution de D_{625} plus large avec laquelle il sera plus facile de trier les événements.

Dans les figures suivantes B.13 et B.14, on trie par bandes de D_{625} , et l'on vérifie l'évolution des topologies. On constate que, comme dans le résultat issu de l'apprentis-

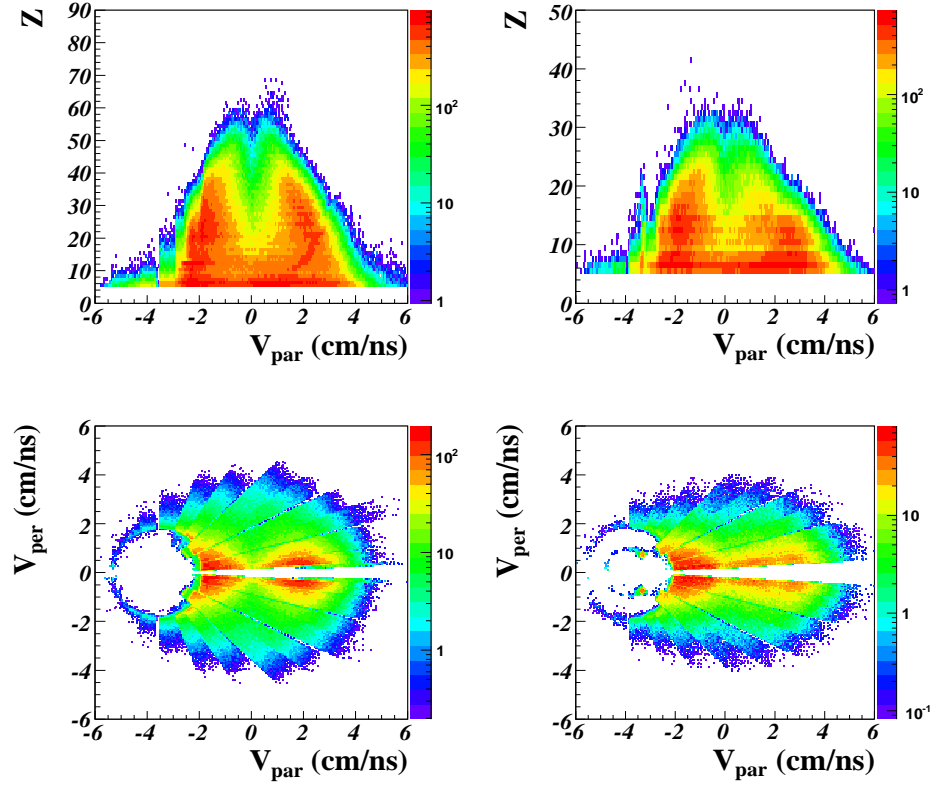


FIG. B.9 – Gauche : Xe+Sn 25MeV/u, Droite : Ni+Ni 32MeV/u. En haut, la Corrélacion Charge et vitesse parallèle dans le centre de masse des fragments ($Z \geq 5$), en bas la corrélation vitesse parallèle, vitesse perpendiculaire des fragments ($Z \geq 5$). Les figures sont représentées pour la “zone 3” qui réunit les événements non distingués par les sélections cinématiques.

sage cinématique seul, le tri en centralité est bon, de plus, dans les cadres correspondant aux collisions centrales, apparaît une accumulation d’événements de type “fusion - évaporation”. En effet, la distribution de charge présente une accumulation de fragments lourds, avec des vitesses proches de celles du centre de masse, accompagnés de fragments beaucoup plus légers.

On a donc cette fois ci, contrairement à la partie §B.2.1 récupéré des événements résidus sans avoir à préciser les caractéristiques des événements centraux comme dans §6.4.2, cette tendance est moins marquée dans le cas du système Ni+Ni. On constate, une fois encore, que la distribution de D_{625} obtenue ne présente pas de critère visuel permettant la séparation des deux familles de collisions centrales et périphériques contrairement à ce qui était observé dans le paragraphe §6.4.2.

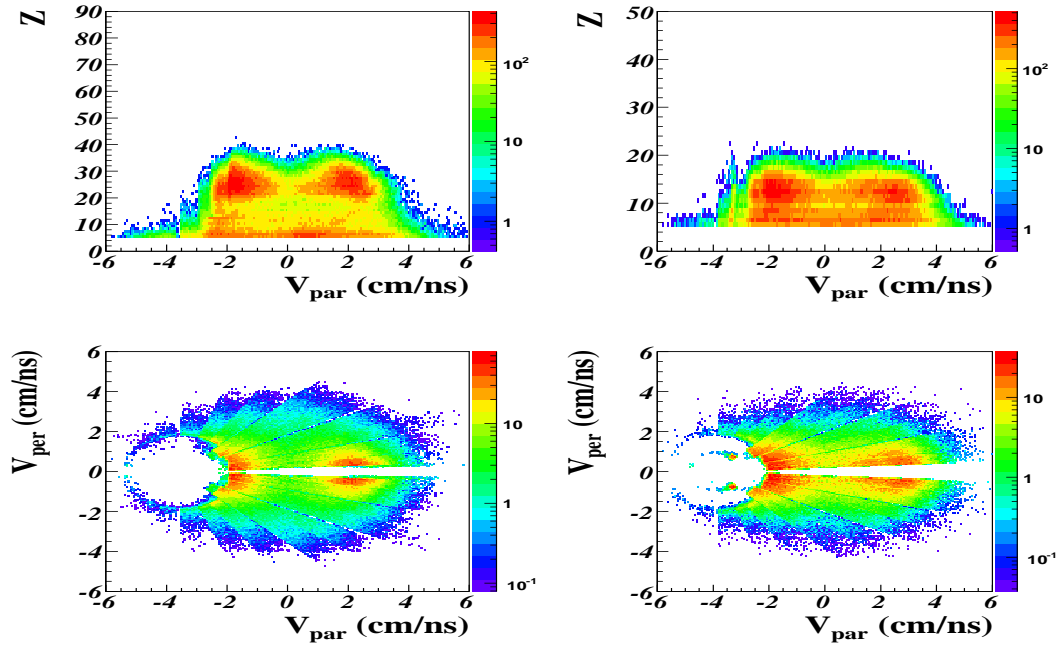


FIG. B.10 – Gauche : Xe+Sn 25MeV/u, Droite : Ni+Ni 32MeV/u. Sont représentés les événements vérifiant la condition (C_1). En haut, la Corrélation Charge et vitesse parallèle dans le centre de masse des fragments ($Z \geq 5$), en bas la corrélation vitesse parallèle, vitesse perpendiculaire des fragments ($Z \geq 5$).

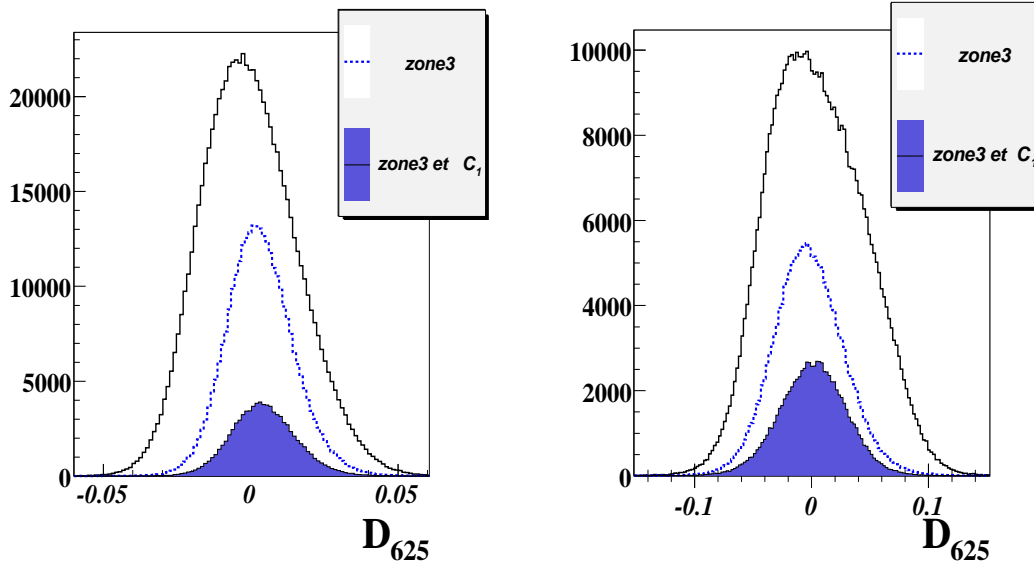


FIG. B.11 – Gauche : Xe+Sn 25MeV/u, Droite : Ni+Ni 32MeV/u. En noir, la distribution de D_{625} , la courbe en bleu représente les événements de la zone3. L'aire colorée en bleu représente les événements de la zone3 qui vérifient la condition (C_1). L'apprentissage a été réalisé avec des conditions cinématiques seules.

	<i>Monosource</i>		<i>Binaires</i>	
	Xe+Sn 25 MeV/u	Ni+Ni 32 MeV/u	Xe+Sn 25 MeV/u	Ni+Ni 32 MeV/u
Sélection cinématique	$R_{Iso} > 0.7$ et $H_2 < 0.3$		$R_{Iso} > 0.7$ et $H_2 > 0.3$	
Sélection statique			$Z_{max} - Z_{max-1} < 6$ et $Z_{max} > 20$ et $Z_{max} > 6$	
			Condition C_2	

TAB. B.3 – Récapitulatif des sélections utilisées pour l'apprentissage cinématique avec une condition statique.

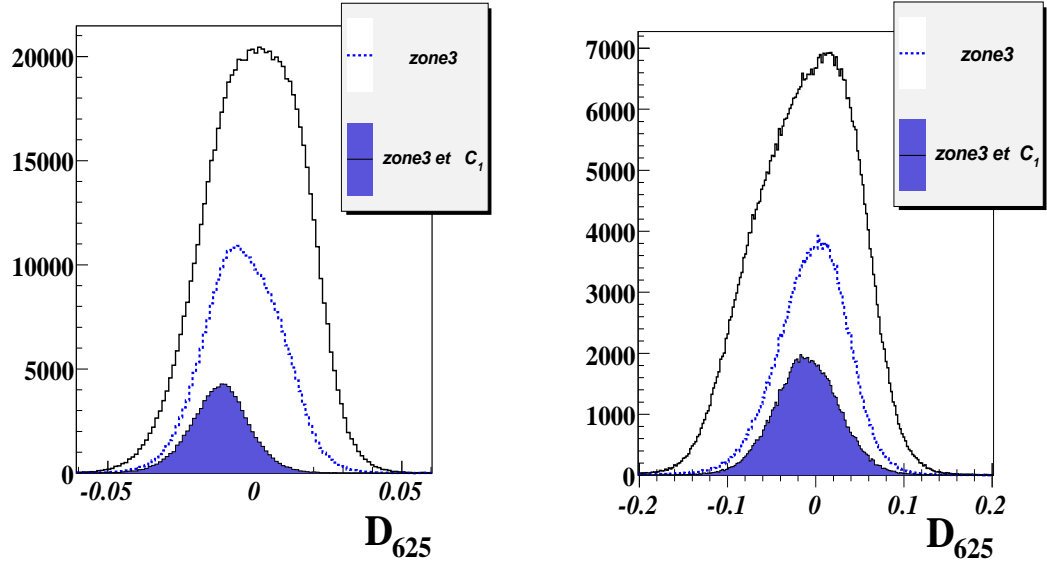


FIG. B.12 – Gauche : Xe+Sn 25MeV/u, Droite : Ni+Ni 32MeV/u. En noir, la distribution de D_{625} , la courbe en bleu représente les événements de la zone3. L'aire colorée en bleu représente les événements de la zone3 qui vérifient la condition (C_1). L'apprentissage a été réalisé avec les critères du tableau B.3.

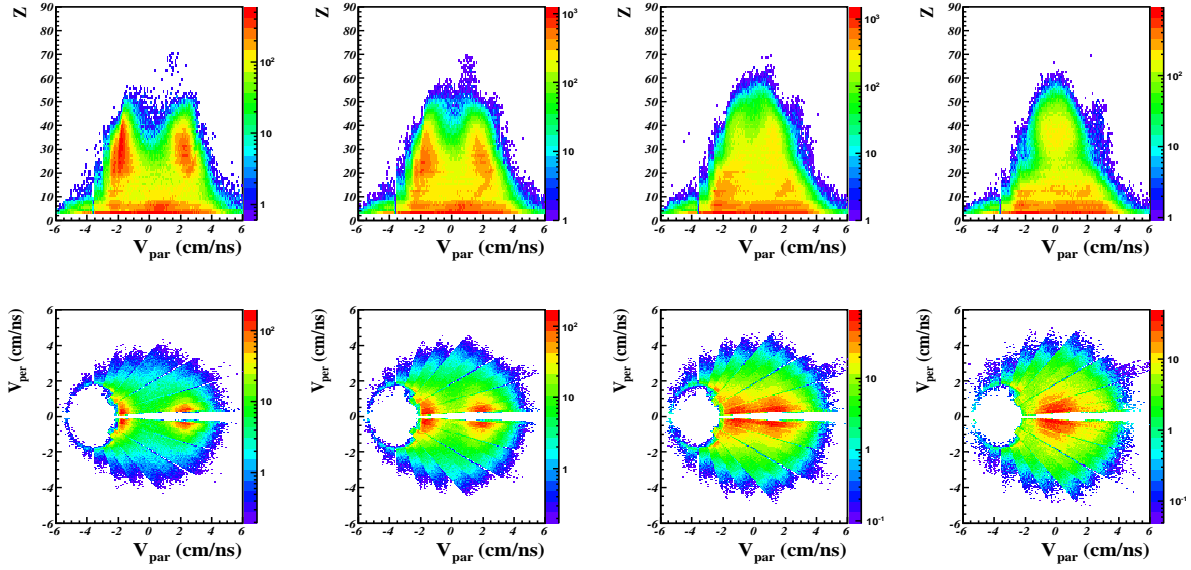


FIG. B.13 – système Xe+Sn à 25MeV/u. cadres 1 à 4, haut : Corrélations Charge et vitesse parallèle dans le centre de masse des fragments ($Z \geq 5$), bas : vitesses parallèles et vitesses perpendiculaires dans le centre de masses des fragments.

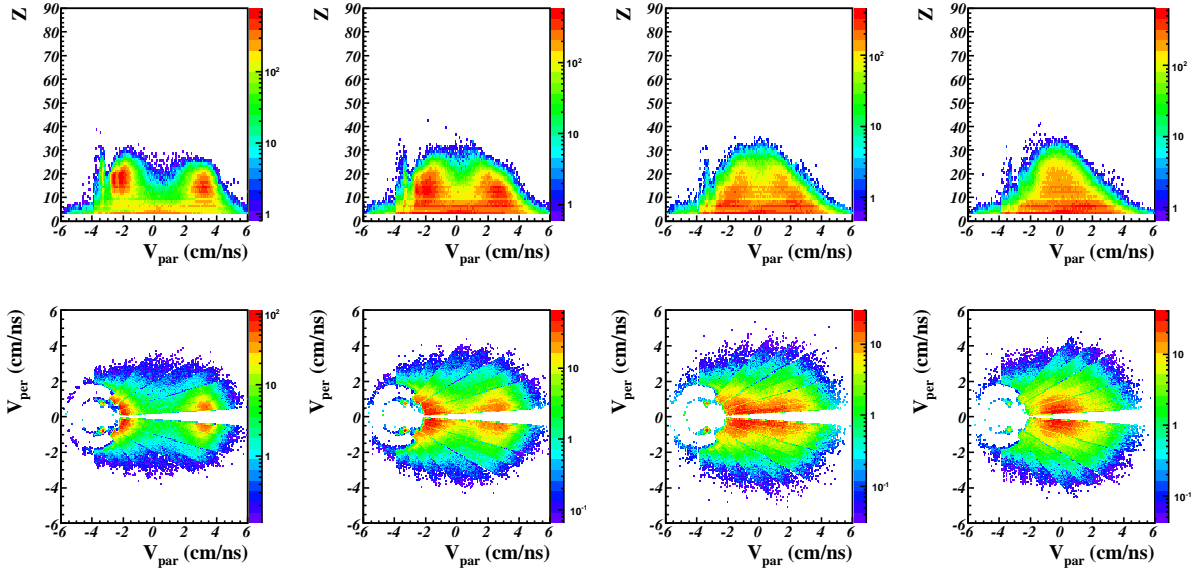


FIG. B.14 – système Ni+Ni à 32MeV/u. cadres 1 à 4, haut : Corrélations Charge et vitesse parallèle dans le centre de masse des fragments ($Z \geq 5$), bas : vitesses parallèles et vitesses perpendiculaires dans le centre de masses des fragments.

B.2.3 Ajout d'une sélection statique : C_2

Dans le paragraphe B.2.2, on a montré qu'un apprentissage basé sur des sélections cinématiques couplées à une critère statique visant à préciser la topologie des événements binaires, ne conduisait pas à une discrimination visuelle. Dans la référence [61], on pouvait constater un épaulement dans la distribution de la variable discriminante. L'apprentissage était alors réalisé en utilisant deux critères statiques :

On peut, à titre de vérification, étudier ce qui se passe dans la répartition des événements en fonction de la D_{625} si l'on ajoute le critère C_2 au critère C_1 utilisé dans le paragraphe §B.2.2. Pour cela, considérons les figures B.15 et B.16 qui représentent la répartition selon la variable discriminante des lots isolés par les différentes conditions C_1 et C_2 avec leur intégration ou non, lors de l'apprentissage.

Après une AFD réalisée avec l'apprentissage de la partie B.2.2, on constate que les lots bleus (C_1) et rouges (C_2) semblent rattachés à 2 catégories, respectivement ,collisions périphériques et centrales. Le fait d'intégrer explicitement C_2 comme critère descriptif des collisions centrales, dans l'apprentissage, provoque un élargissement de la distribution de D_{625} . Tout ceci est cohérent puisque l'AFD cherchera un axe discriminant permettant la meilleure séparation possible des classes d'événements définies par l'apprentissage. L'épaulement observé sur la figure B.16 est donc clairement provoqué par la sélection C_2 .

Si l'on s'intéresse de plus près à cette sélection C_2 , un autre bémol doit être mentionné. Considérons les événements qui appartiennent à la classe intermédiaire sur laquelle s'appliquent les conditions C_1 et C_2 . Rappelons que ces événements ont une forme (H_2 et R_{iso}) qui ne peut être rattachée à aucun des ensembles périphériques et centraux. Si l'on isole les collisions de cette classe intermédiaire, on découvre les topologies présentées sur la figure B.17. Ces événements qui vérifient le critère C_2 sont prétendument rattachés à des résidus de fusion. Pourtant, le plus gros fragment ne se trouve pas à la vitesse du centre de masse. Il semble que l'on soit en présence, dans la majorité des cas, d'un quasi projectile accompagné de fragments nés de la cassure de la quasi cible, ou inversement (d'une QT et d'une cassure de QP). Ces topologies n'appartiennent pas à la classe d'événements centraux de quasi fusion.

	<i>Monosource</i>		<i>Binaires</i>	
	Xe+Sn 25 MeV/u	Ni+Ni 32 MeV/u	Xe+Sn 25 MeV/u	Ni+Ni 32 MeV/u
Sélection cinématique	$R_{Iso} > 0.7$ et $H_2 < 0.3$		$R_{Iso} > 0.7$ et $H_2 > 0.3$	
Sélection statique	$Z_{max} - Z_{max-1} > 20$	$Z_{max} - Z_{max-1} > 8$	$Z_{max} - Z_{max-1} < 6$ et $Z_{max} > 20$ et $Z_{max} > 6$	
	Condition C_1		Condition C_2	

TAB. B.4 – Récapitulatif des sélections utilisées pour l'apprentissage.

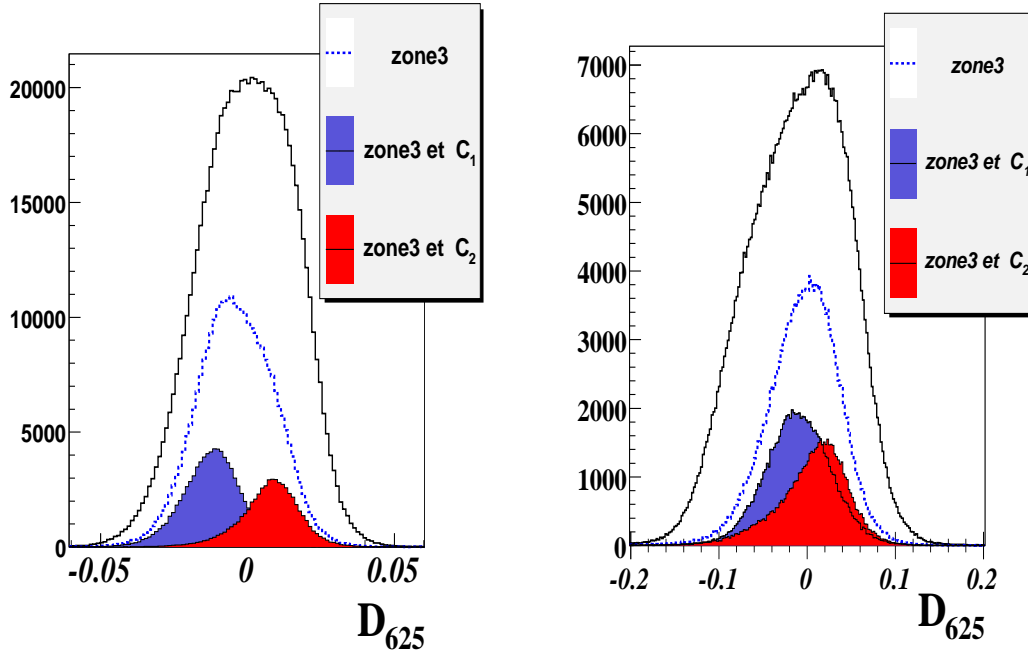


FIG. B.15 – Gauche : Xe+Sn 25MeV/u, Droite : Ni+Ni 32MeV/u. En noir, la distribution de D_{625} , la courbe en bleu représente les événements de la zone3. Les aires colorées en bleu et en rouge représentent respectivement les événements de la zone3 qui vérifient la condition (C_1) et la condition (C_2). L'apprentissage a été réalisé avec les conditions cinématiques et la condition (C_1).

On constate que certains événements se composent de deux sources mais avec un seul fragment lourd. De par leurs caractéristiques, ils ne sont pas compatibles avec la condition C_1 qui tente d'attribuer au lot de collisions périphériques des événements qui contiennent deux fragments lourds. La condition C_2 quant à elle les attribue à tort aux collisions centrales.

Rappelons que cette sélection est critiquable sur deux points :

- Les événements sélectionnés par ce critère peuvent correspondre à des collisions binaires pour lesquelles l'un des deux partenaires de la réaction (QP ou QT) s'est brisé en fragments légers.
- Introduire explicitement un critère sur l'asymétrie en taille des deux plus gros fragments, pour sélectionner le lot d'événements (monosources) sur lequel étudier la bimodalité, pourrait biaiser notre étude.

Elle n'a donc pas été utilisée dans les analyses menées sur les collisions centrales. Il n'y a pas de discrimination visuelle permettant de dissocier les collisions binaires des monosources dans la distribution de D_{625} .

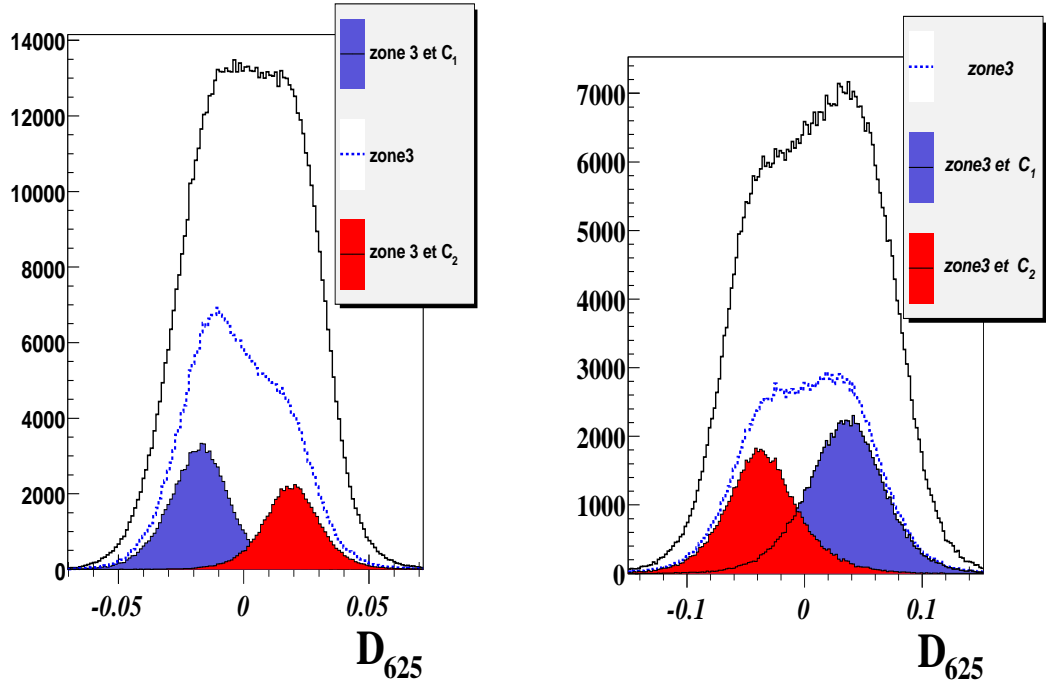


FIG. B.16 – Gauche : Xe+Sn 25MeV/u, Droite : Ni+Ni 32MeV/u. En noir, la distribution de D_{625} , la courbe en bleu représente les événements de la zone3. Les aires colorées en bleu et en rouge représentent respectivement les événements de la zone3 qui vérifient la condition (C_1) et la condition (C_2). L'apprentissage a été réalisé avec des conditions cinématiques et les 2 conditions (C_1 et C_2).

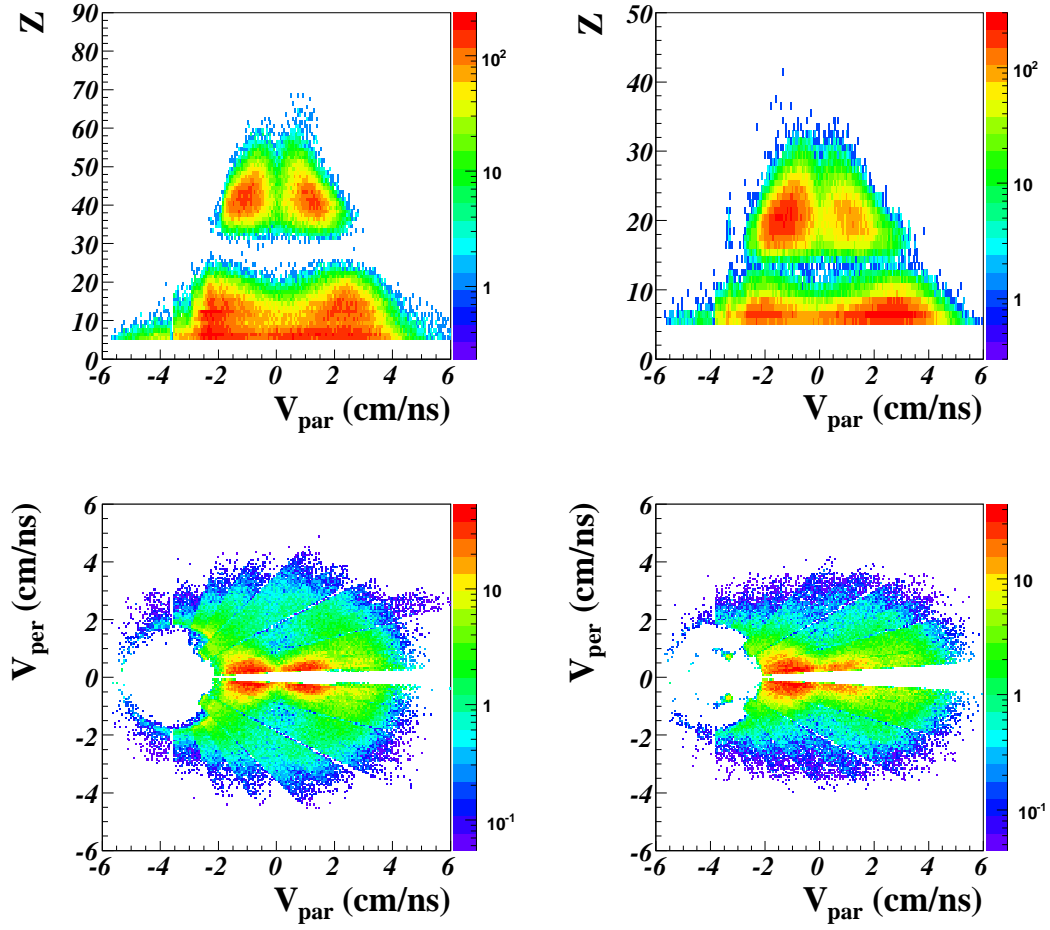


FIG. B.17 – Gauche : Xe+Sn 25MeV/u, Droite : Ni+Ni 32MeV/u. En haut, la Corrélation Charge et vitesse parallèle dans le centre de masse des fragments ($Z \geq 25$), en bas la corrélation vitesse parallèle, vitesse perpendiculaire des fragments ($Z \geq 5$). Événements sélectionnés par C_2 dans la zone 3.

B.2.4 Conclusions sur l'utilisation de l'Analyse factorielle discriminante

L'AFD semble pertinente, au sens où elle isole le même type d'événements indépendamment du système choisi. Ceci sous réserve d'utiliser des sélections semblables pour l'apprentissage. La méthode ne dépend pas de façon significative des sélections en forme utilisées. Une description cinématique des ensembles de départ suffit pour permettre à la méthode de trier les événements en centralité. Dans cette thèse, nous avons montré qu'une sélection statique permet de récupérer une catégorie supplémentaire d'événements périphériques. Préciser la description des événements "monosources" par l'ajout d'un nouveau critère est une possibilité à manier précautionneusement afin de ne pas biaiser l'échantillon considéré. Nous n'en utiliserons pas ici.

B.3 Catalogue des topologies des événements triés par D_{625} : Xe+Sn de 25 à 50 MeV/u

Dans cette annexe, sont représentées différentes caractéristiques des événements pour toutes les différentes énergies incidentes disponibles du système Xe+Sn de la première campagne de mesure INDRA. La variable de tri est calculée par analyse factorielle discriminante comme dans la partie 6. Les figures présentées ici, dressent un catalogue qui permettra au lecteur de suivre l'évolution des caractéristiques des collisions binaires ou périphériques en fonction de l'énergie incidente.

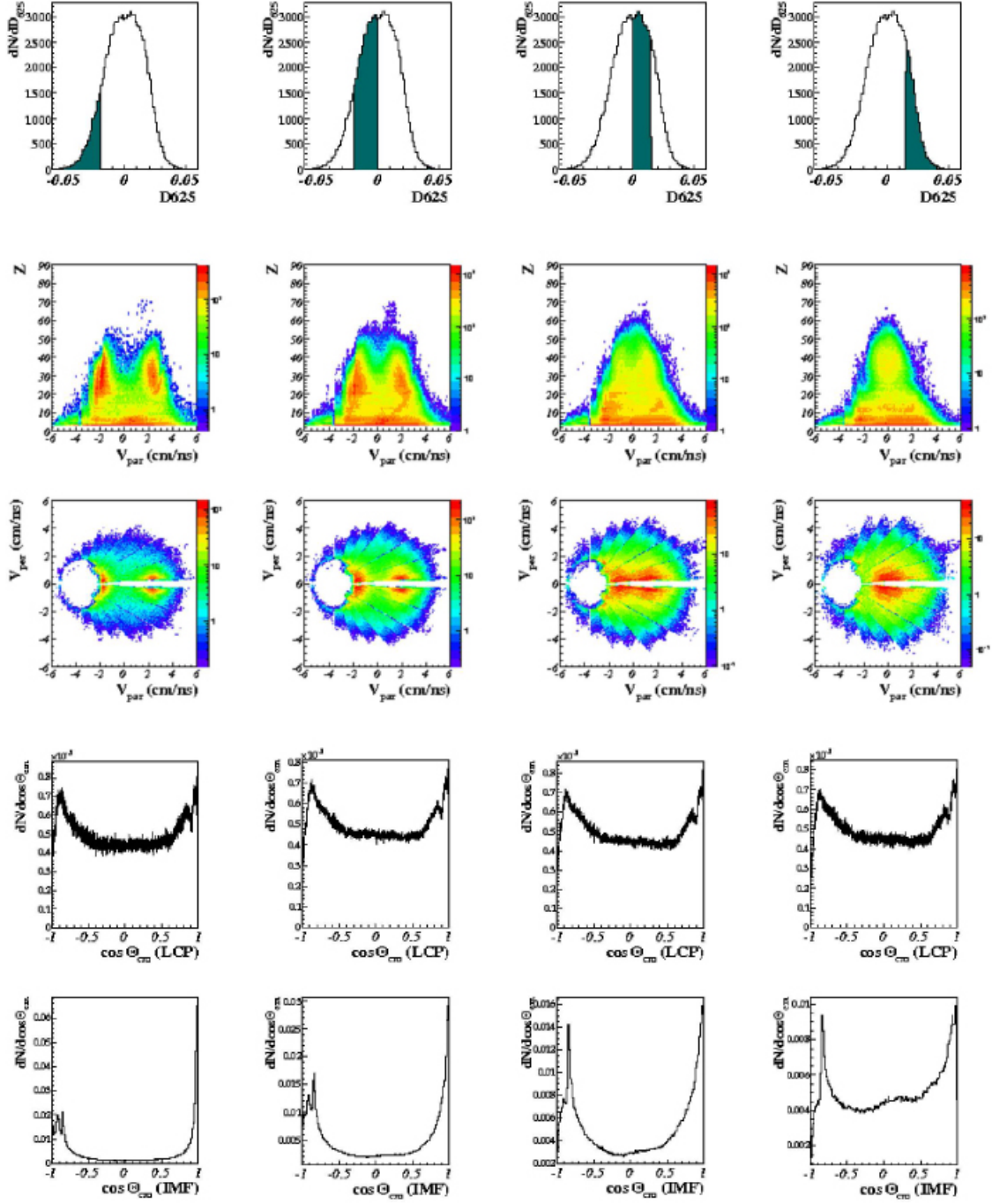


FIG. B.18 – Xe+Sn à 25 MeV/u. **La topologie.** Première ligne : distributions de D_{625} . Les régions bleutées correspondent aux valeurs sélectionnées pour chaque case. Deuxième ligne : Corrélation entre la charge des fragments ($Z \geq 5$) et leur vitesse dans le centre de masse. Troisième ligne : Corrélations des vitesses parallèles et perpendiculaires des fragments ($Z \geq 5$). Quatrième et cinquième lignes : distributions angulaires des LCPs ($Z \leq 2$) et IMFs ($Z \geq 3$).

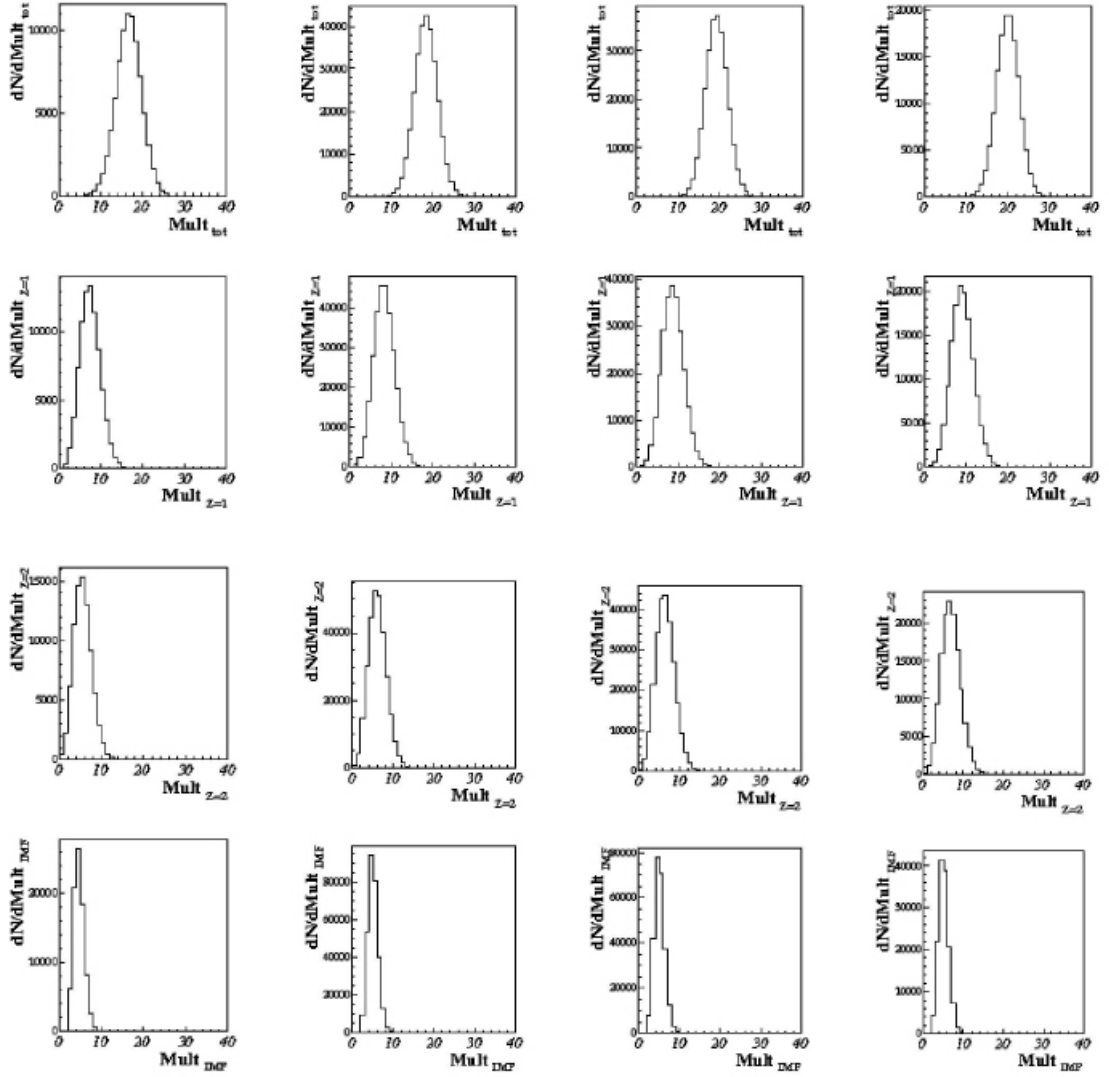


FIG. B.19 – Xe+Sn à 25 MeV/u. **Les multiplicités.** Première ligne : La multiplicité totale. Deuxième ligne : La multiplicité des produits de charge $Z=1$. Troisième ligne : La multiplicité des produits de charge $Z=2$. Quatrième ligne : La multiplicité d'IMFs ($Z \geq 3$).

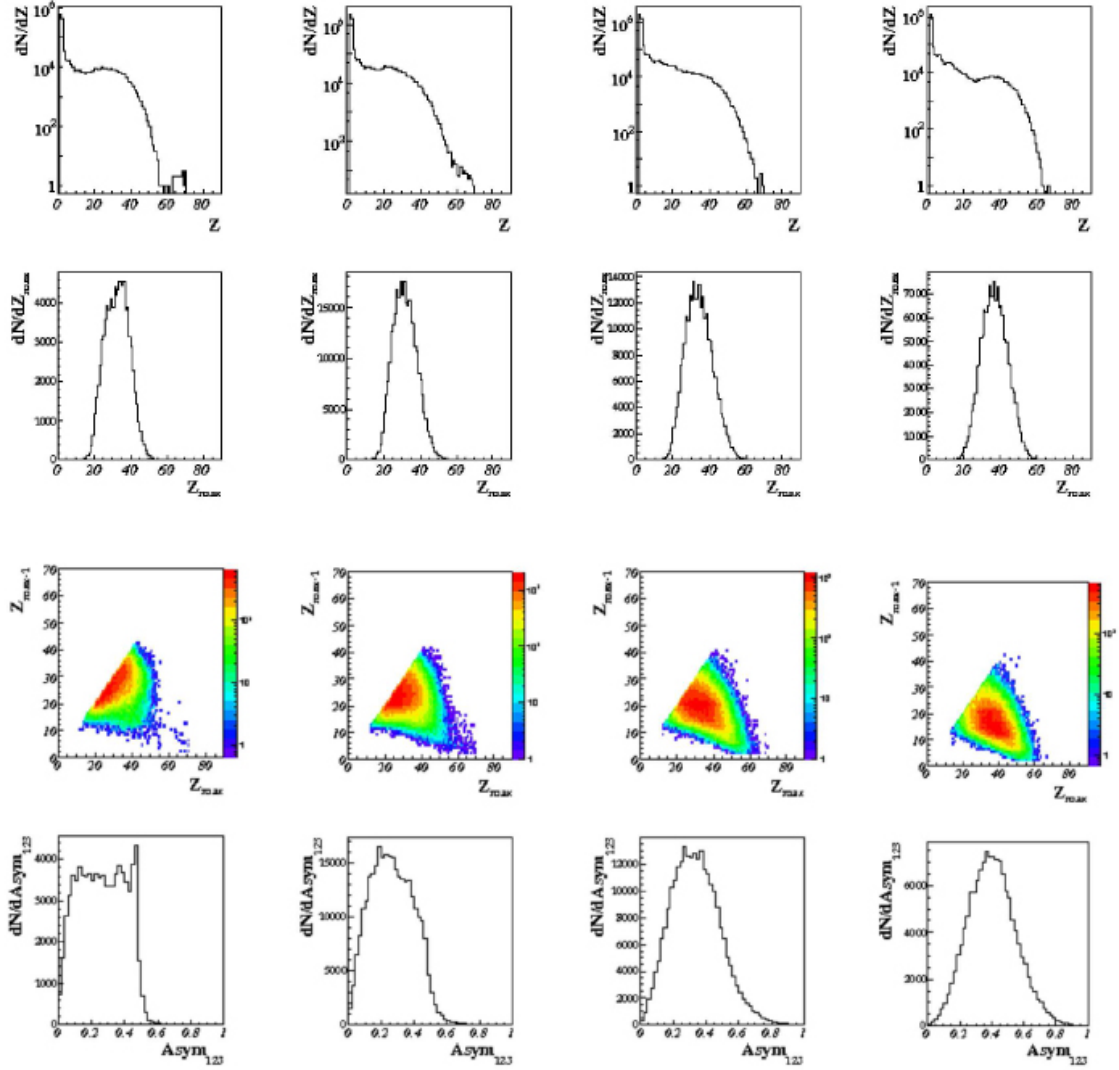


FIG. B.20 – Xe+Sn à 25 MeV/u. **Les produits chargés.** Première ligne : la distribution en charge. Deuxième ligne : la charge du produit de réaction le plus lourd Z_{max} . Troisième ligne : la corrélation entre les deux produits les plus lourds. Quatrième ligne : l'asymétrie entre les trois produits chargés les plus lourds.

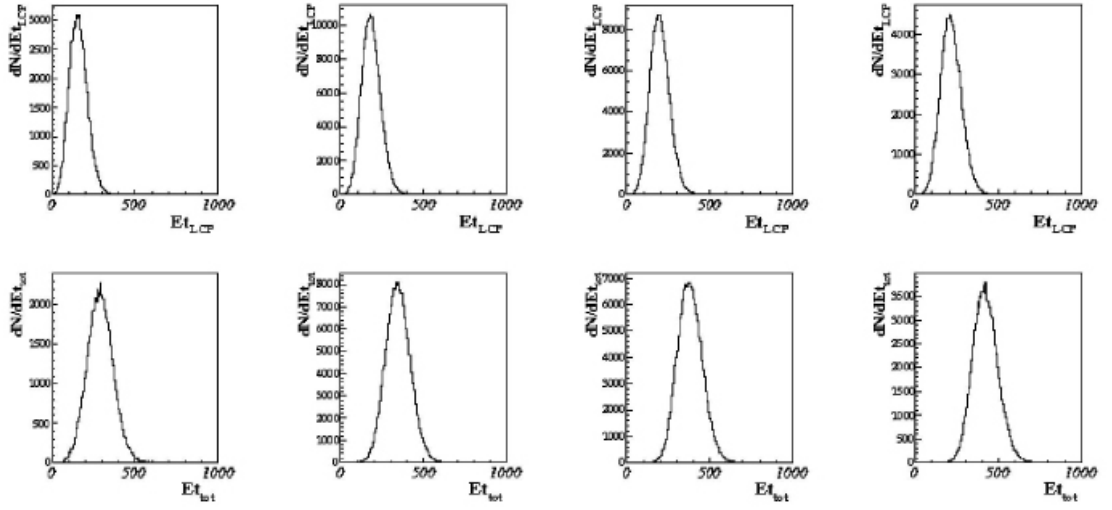


FIG. B.21 – Xe+Sn à 25 MeV/u. **La dissipation.** Première ligne : L'énergie transverse des particules légères ($Z=1, Z=2$). Deuxième ligne : L'énergie transverse totale.

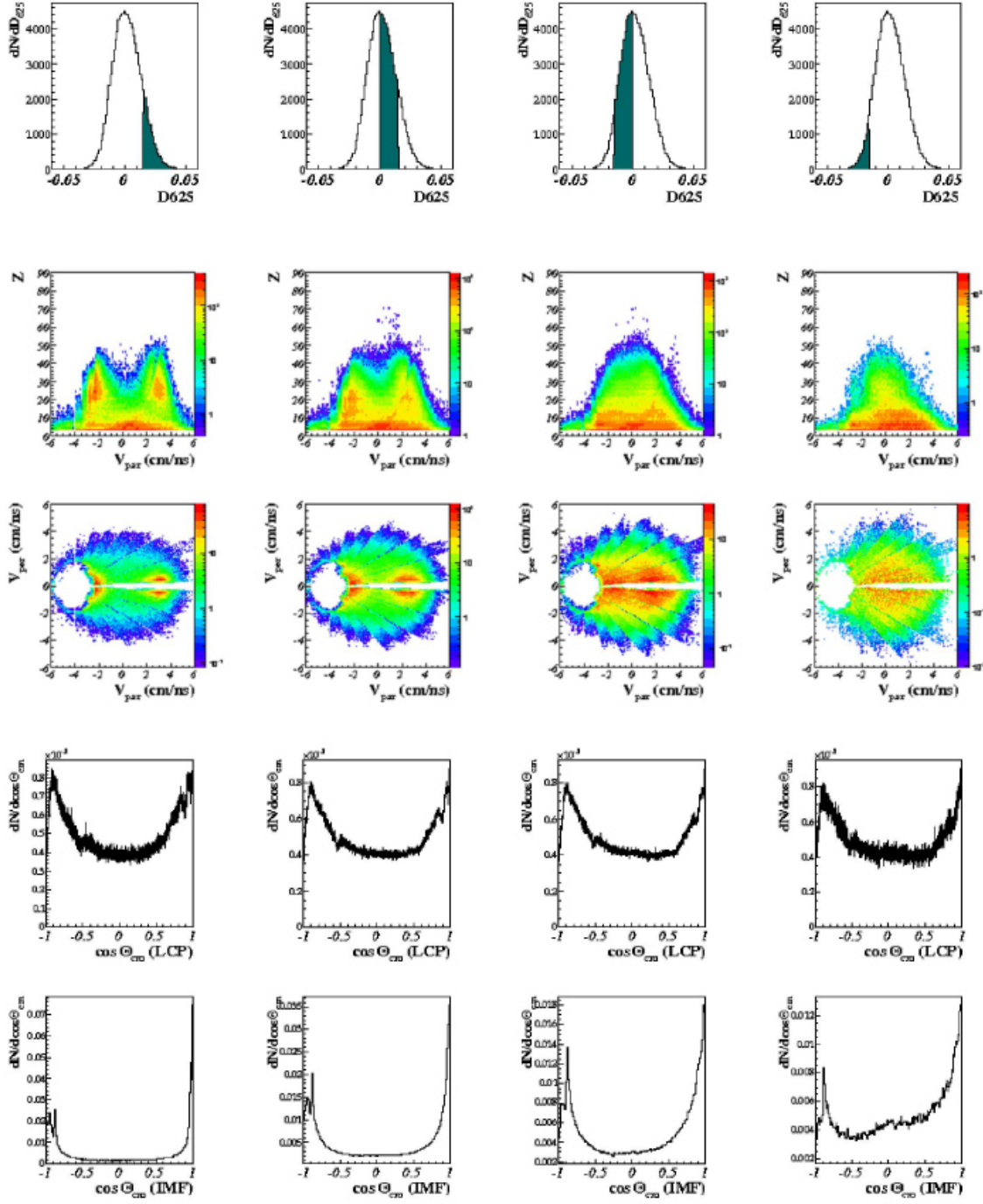


FIG. B.22 – Xe+Sn à 32 MeV/u. **La topologie.** Première ligne : distributions de D_{625} . Les régions bleutées correspondent aux valeurs sélectionnées pour chaque case. Deuxième ligne : Corrélation entre la charge des fragments ($Z \geq 5$) et leur vitesse dans le centre de masse. Troisième ligne : Corrélations des vitesses parallèles et perpendiculaires des fragments ($Z \geq 5$). Quatrième et cinquième lignes : distributions angulaires des LCPs ($Z \leq 2$) et IMFs ($Z \geq 3$).

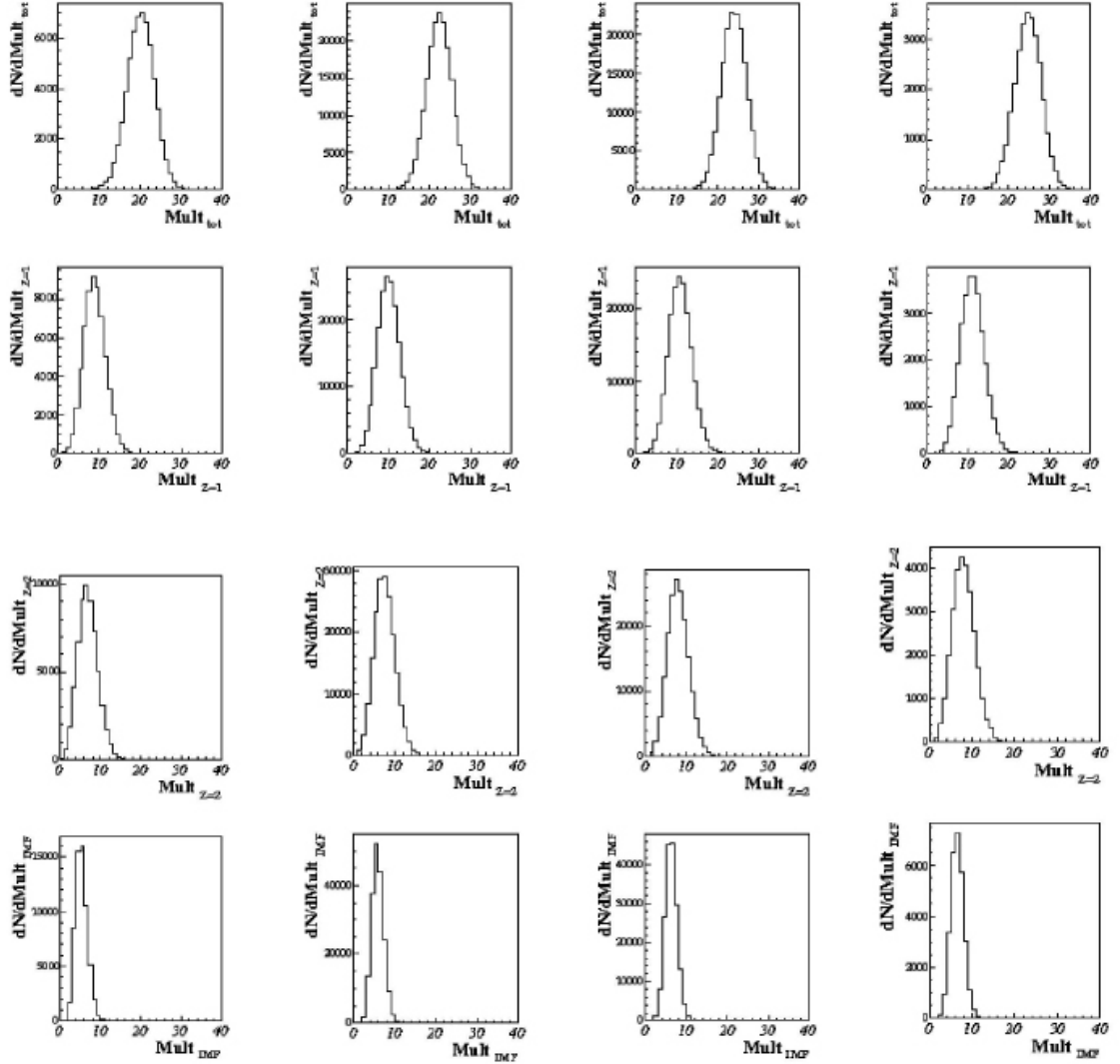


FIG. B.23 – Xe+Sn à 32 MeV/u. **Les multiplicités.** Première ligne : La multiplicité totale. Deuxième ligne : La multiplicité des produits de charge $Z=1$. Troisième ligne : La multiplicité des produits de charge $Z=2$. Quatrième ligne : La multiplicité d'IMFs ($Z \geq 3$).

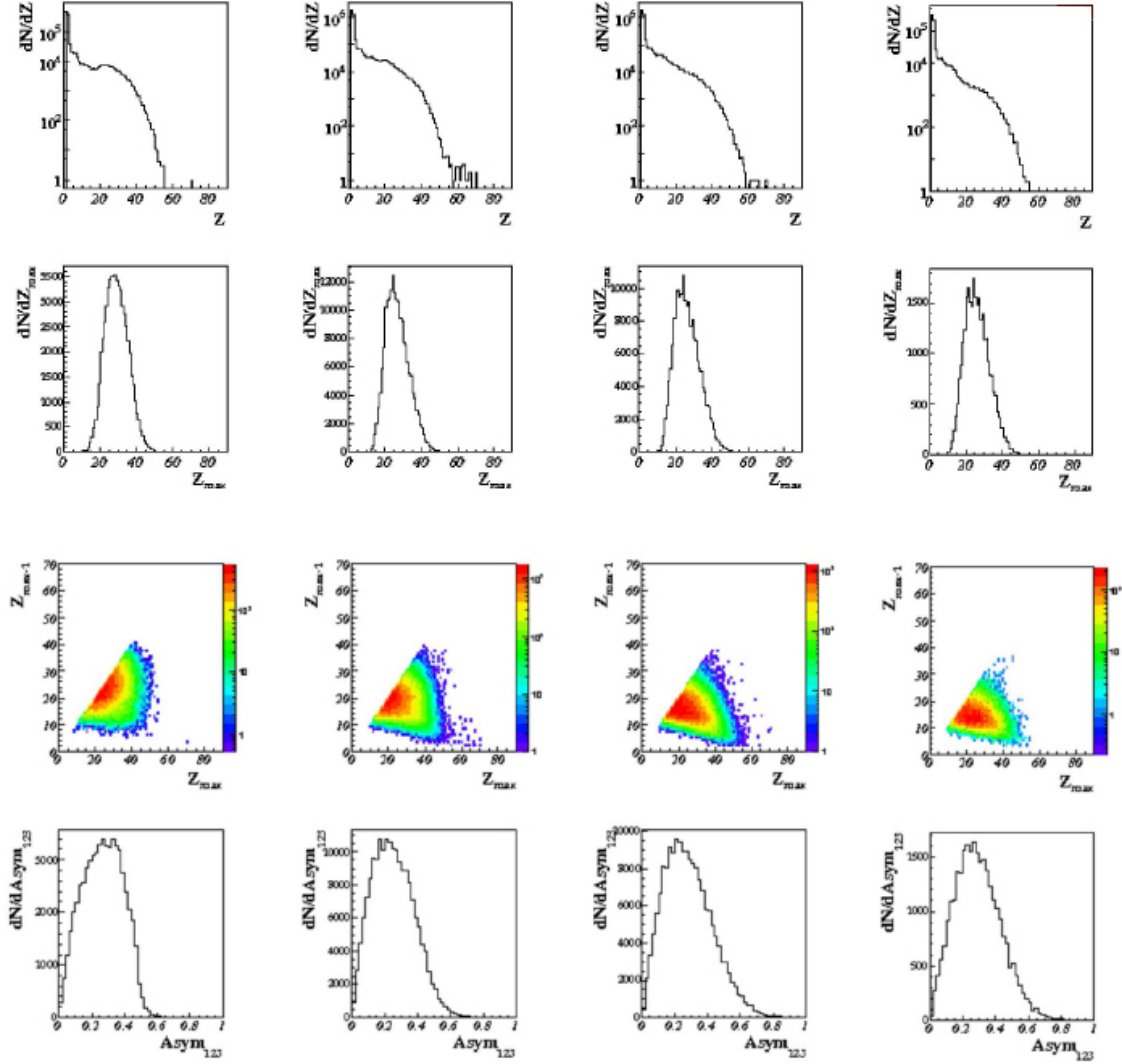


FIG. B.24 – Xe+Sn à 32 MeV/u. **Les produits chargés.** Première ligne : la distribution en charge. Deuxième ligne : la charge du produit de réaction le plus lourd Z_{max} . Troisième ligne : la corrélation entre les deux produits les plus lourds. Quatrième ligne : l'asymétrie entre les trois produits chargés les plus lourds.

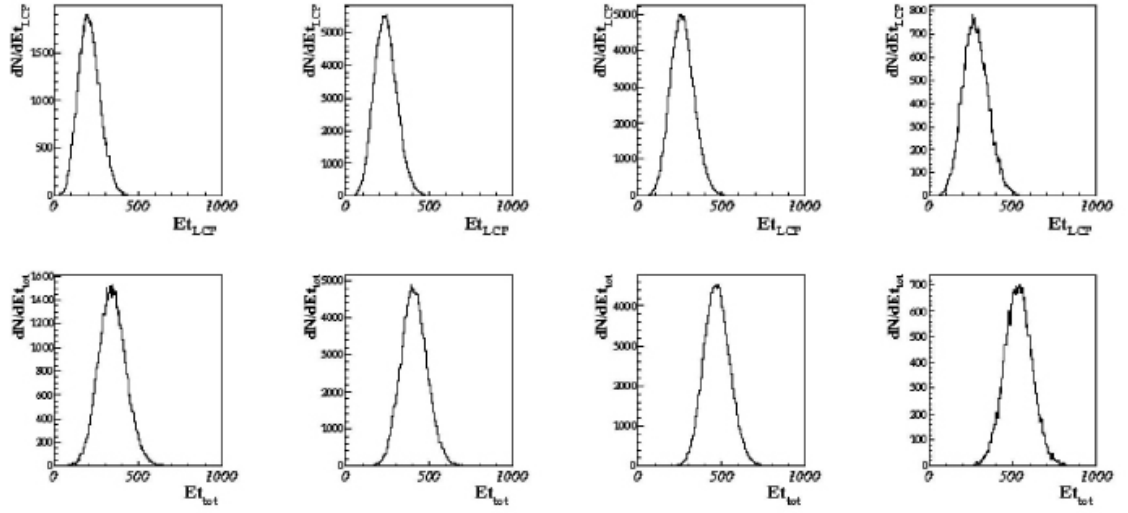


FIG. B.25 – Xe+Sn à 32 MeV/u. **La dissipation.** Première ligne : L'énergie transverse des particules légères ($Z=1, Z=2$). Deuxième ligne : L'énergie transverse totale.

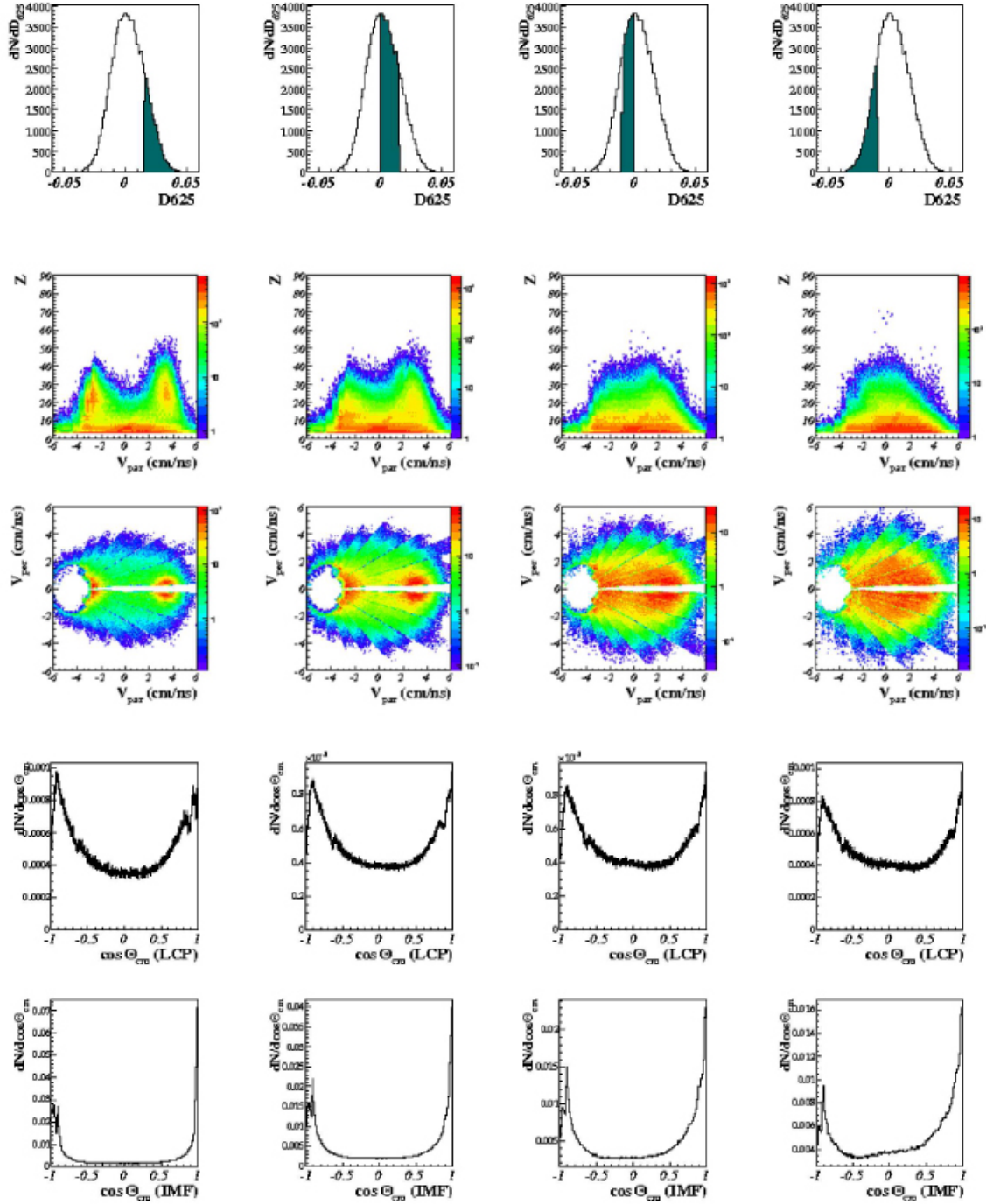


FIG. B.26 – Xe+Sn à 39 MeV/u. **La topologie.** Première ligne : distributions de D_{625} . Les régions bleutées correspondent aux valeurs sélectionnées pour chaque case. Deuxième ligne : Corrélation entre la charge des fragments ($Z \geq 5$) et leur vitesse dans le centre de masse. Troisième ligne : Corrélations des vitesses parallèles et perpendiculaires des fragments ($Z \geq 5$). Quatrième et cinquième lignes : distributions angulaires des LCPs ($Z \leq 2$) et IMFs ($Z \geq 3$).

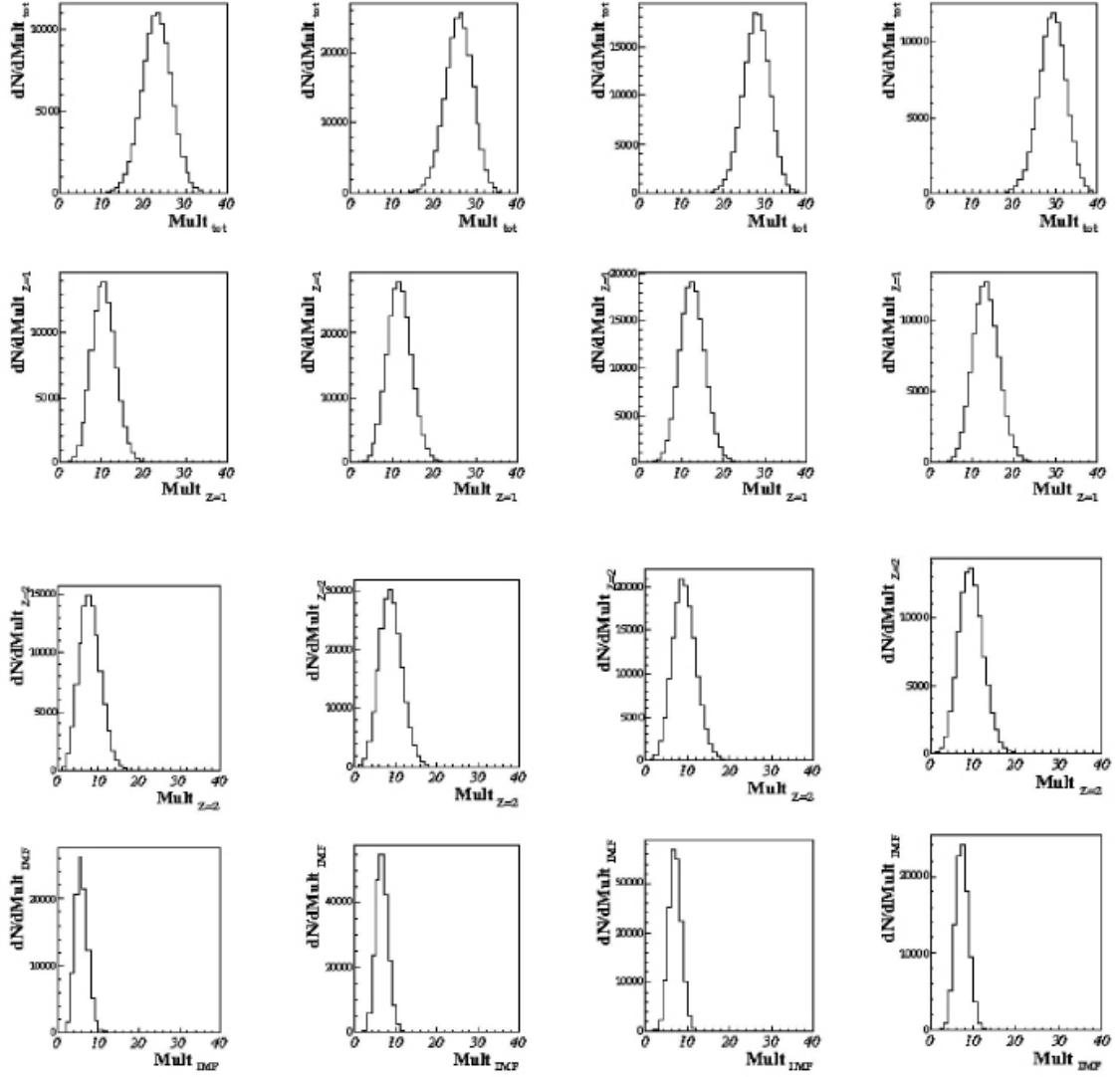


FIG. B.27 – Xe+Sn à 39 MeV/u. **Les multiplicités.** Première ligne : La multiplicité totale. Deuxième ligne : La multiplicité des produits de charge $Z=1$. Troisième ligne : La multiplicité des produits de charge $Z=2$. Quatrième ligne : La multiplicité d'IMFs ($Z \geq 3$).

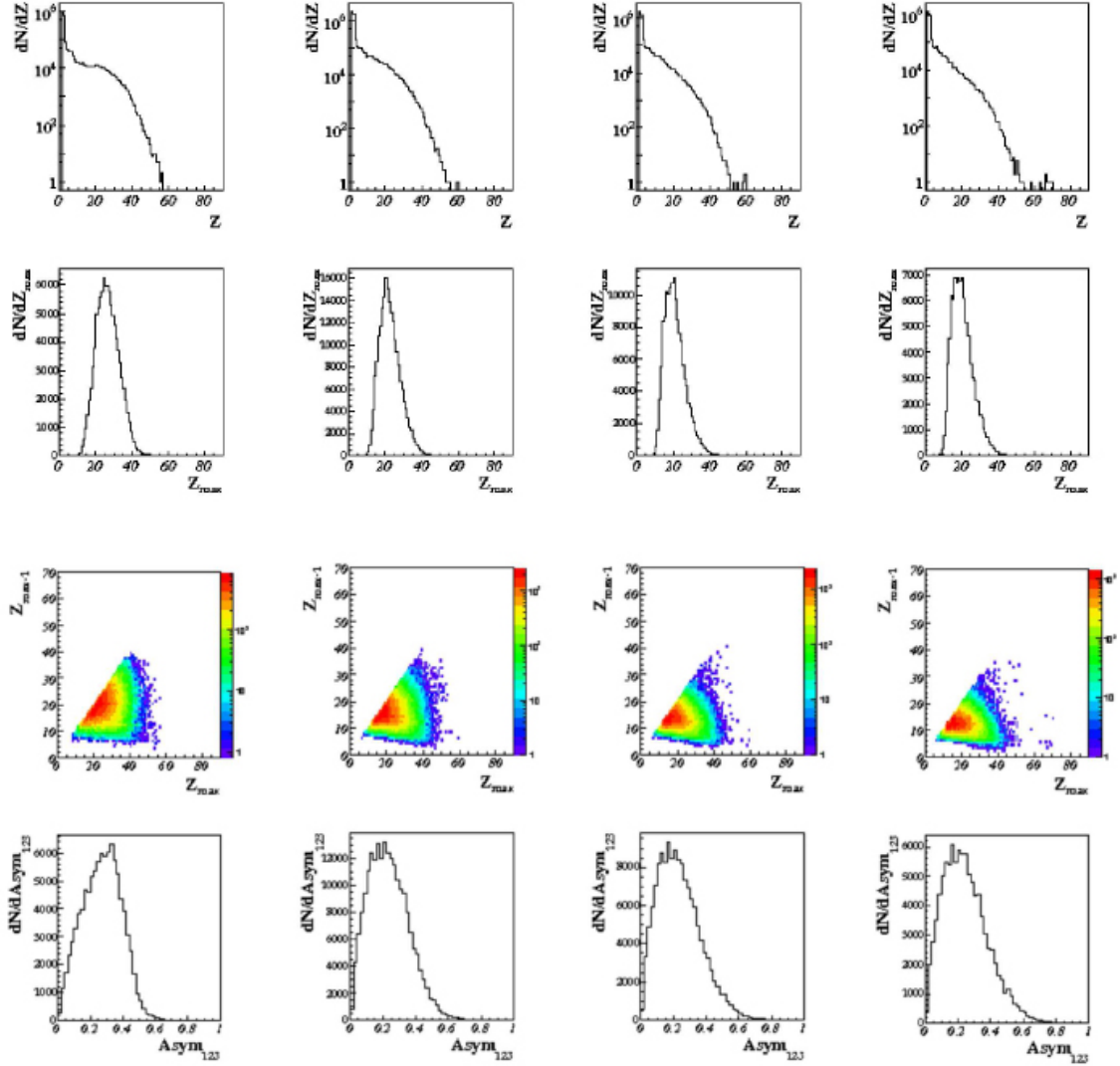


FIG. B.28 – Xe+Sn à 39 MeV/u. **Les produits chargés.** Première ligne : la distribution en charge. Deuxième ligne : la charge du produit de réaction le plus lourd Z_{max} . Troisième ligne : la corrélation entre les deux produits les plus lourds. Quatrième ligne : l'asymétrie entre les trois produits chargés les plus lourds.

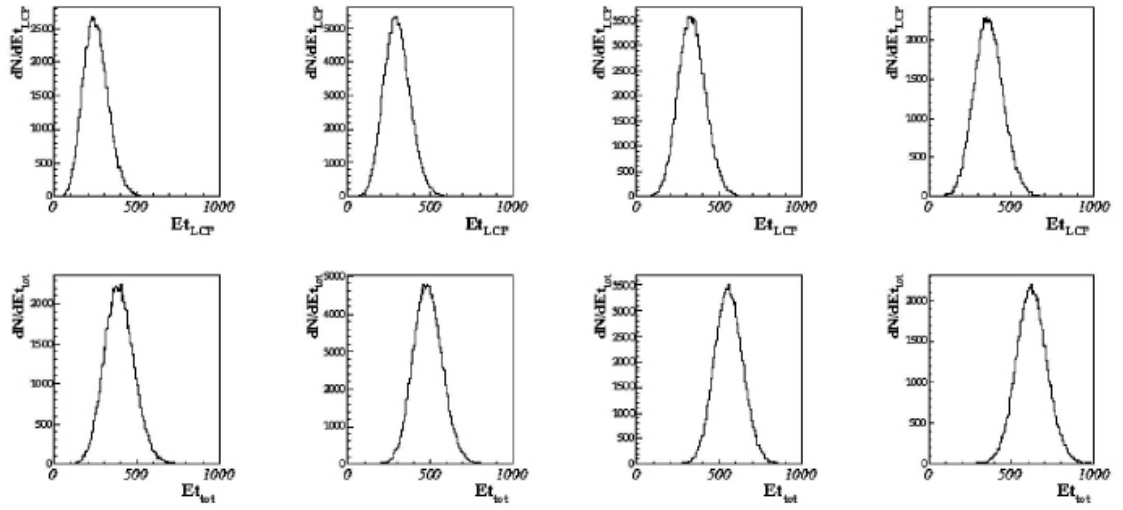


FIG. B.29 – Xe+Sn à 39 MeV/u. **La dissipation.** Première ligne : L'énergie transverse des particules légères ($Z=1, Z=2$). Deuxième ligne : L'énergie transverse totale.

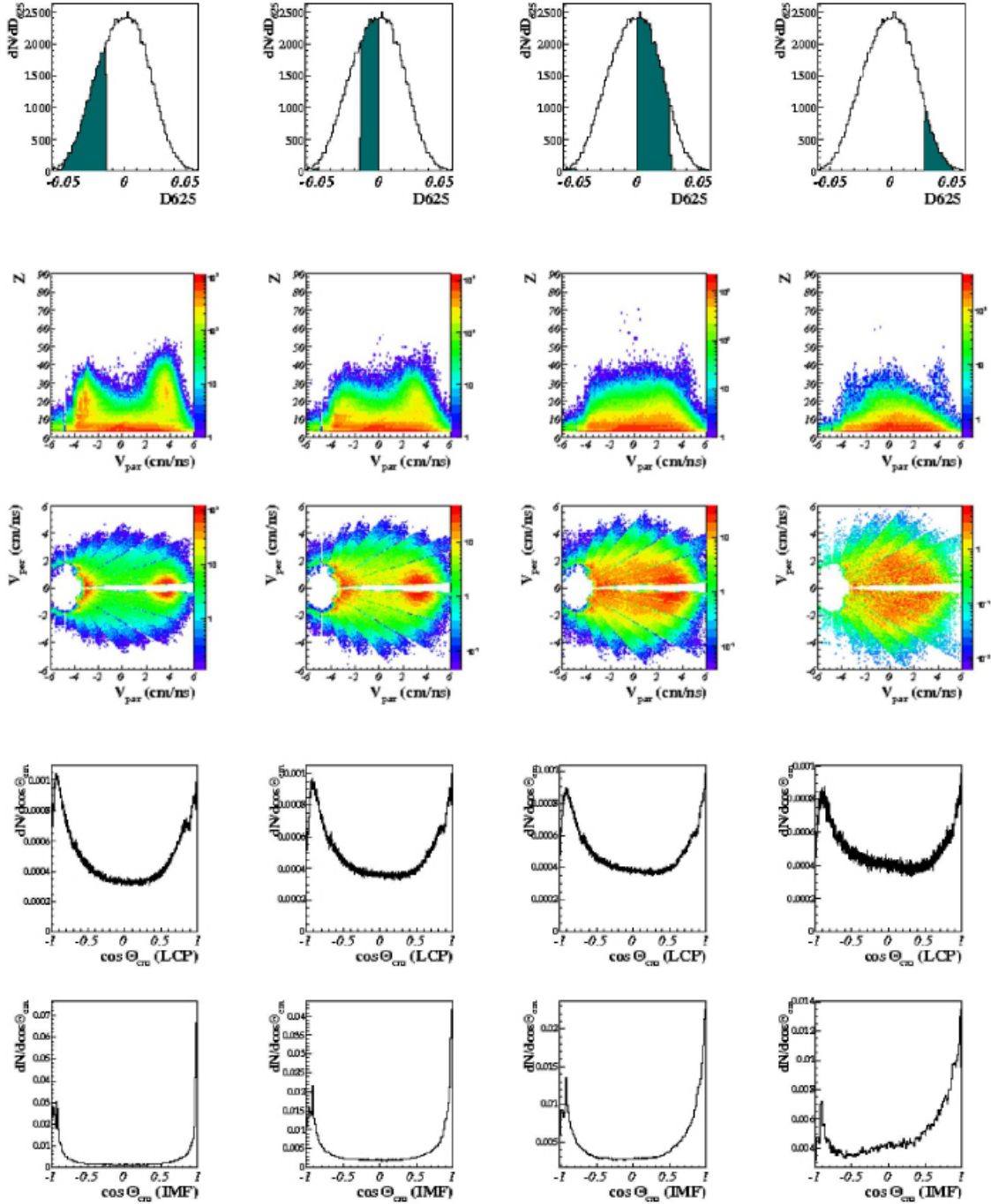


FIG. B.30 – Xe+Sn à 45 MeV/u. **La topologie.** Première ligne : distributions de D_{625} . Les régions bleutées correspondent aux valeurs sélectionnées pour chaque case. Deuxième ligne : Corrélation entre la charge des fragments ($Z \geq 5$) et leur vitesse dans le centre de masse. Troisième ligne : Corrélations des vitesses parallèles et perpendiculaires des fragments ($Z \geq 5$). Quatrième et cinquième lignes : distributions angulaires des LCPs ($Z \leq 2$) et IMFs ($Z \geq 3$).

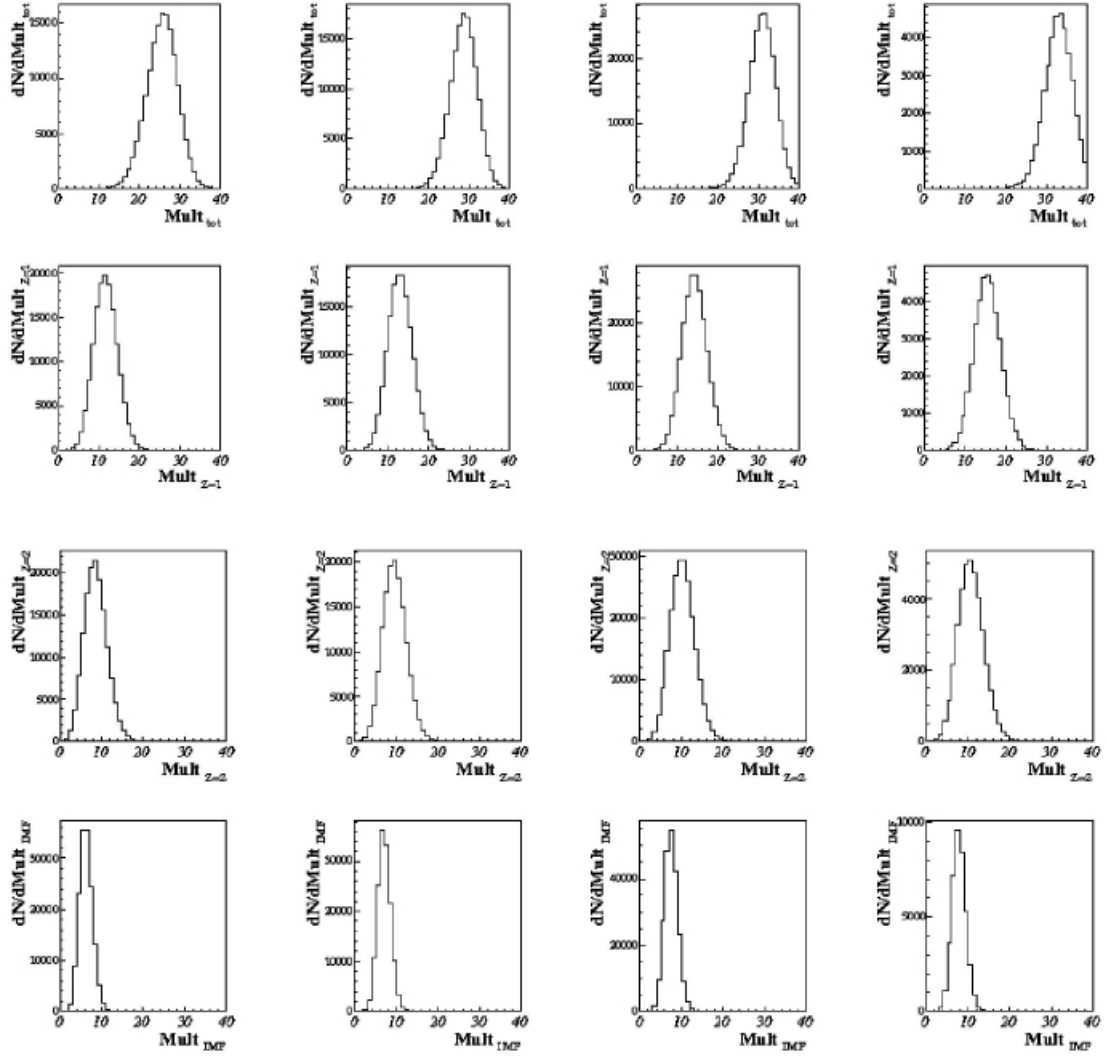


FIG. B.31 – Xe+Sn à 45 MeV/u. **Les multiplicités.** Première ligne : La multiplicité totale. Deuxième ligne : La multiplicité des produits de charge $Z=1$. Troisième ligne : La multiplicité des produits de charge $Z=2$. Quatrième ligne : La multiplicité d'IMFs ($Z \geq 3$).

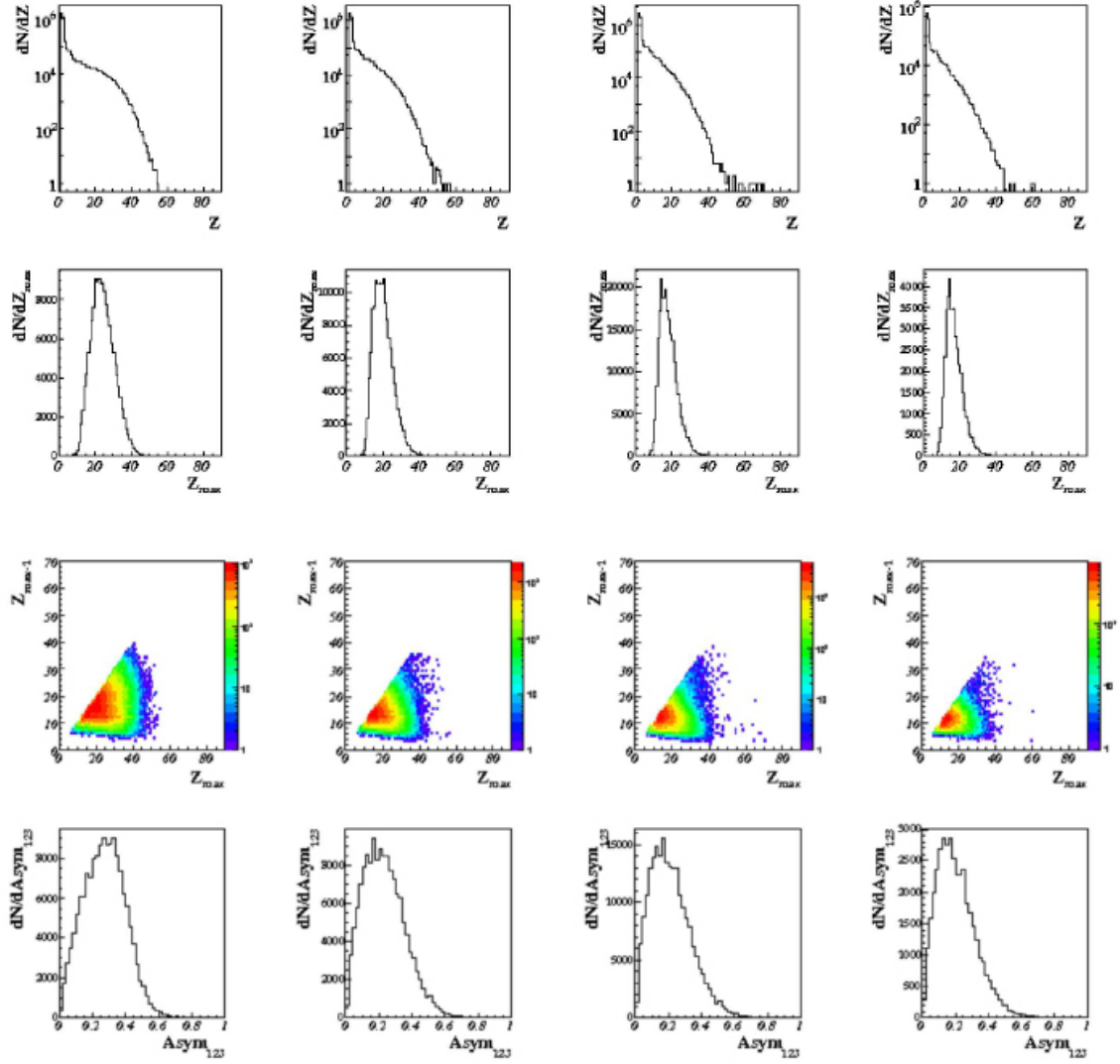


FIG. B.32 – Xe+Sn à 45 MeV/u. **Les produits chargés.** Première ligne : la distribution en charge. Deuxième ligne : la charge du produit de réaction le plus lourd Z_{max} . Troisième ligne : la corrélation entre les deux produits les plus lourds. Quatrième ligne : l'asymétrie entre les trois produits chargés les plus lourds.

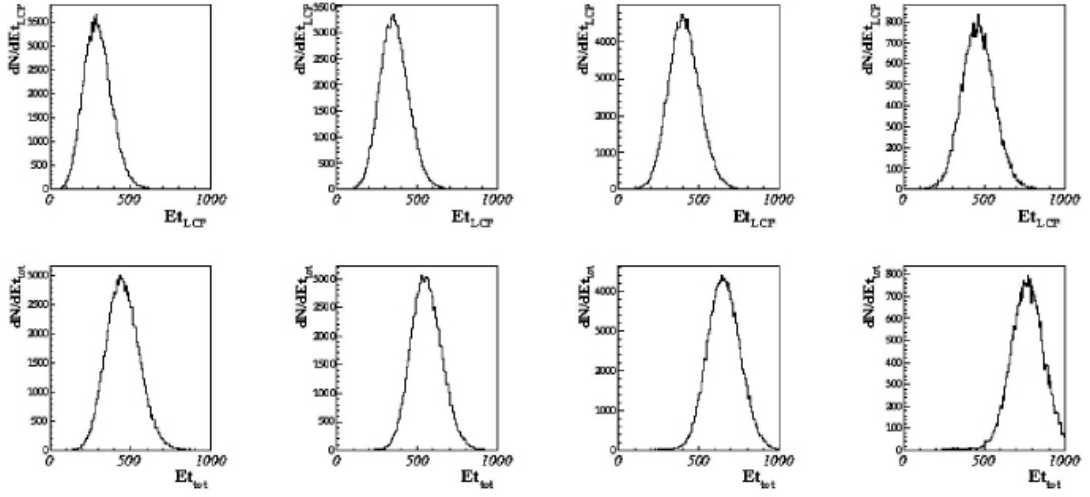


FIG. B.33 – Xe+Sn à 45 MeV/u. **La dissipation.** Première ligne : L'énergie transverse des particules légères ($Z=1, Z=2$). Deuxième ligne : L'énergie transverse totale.

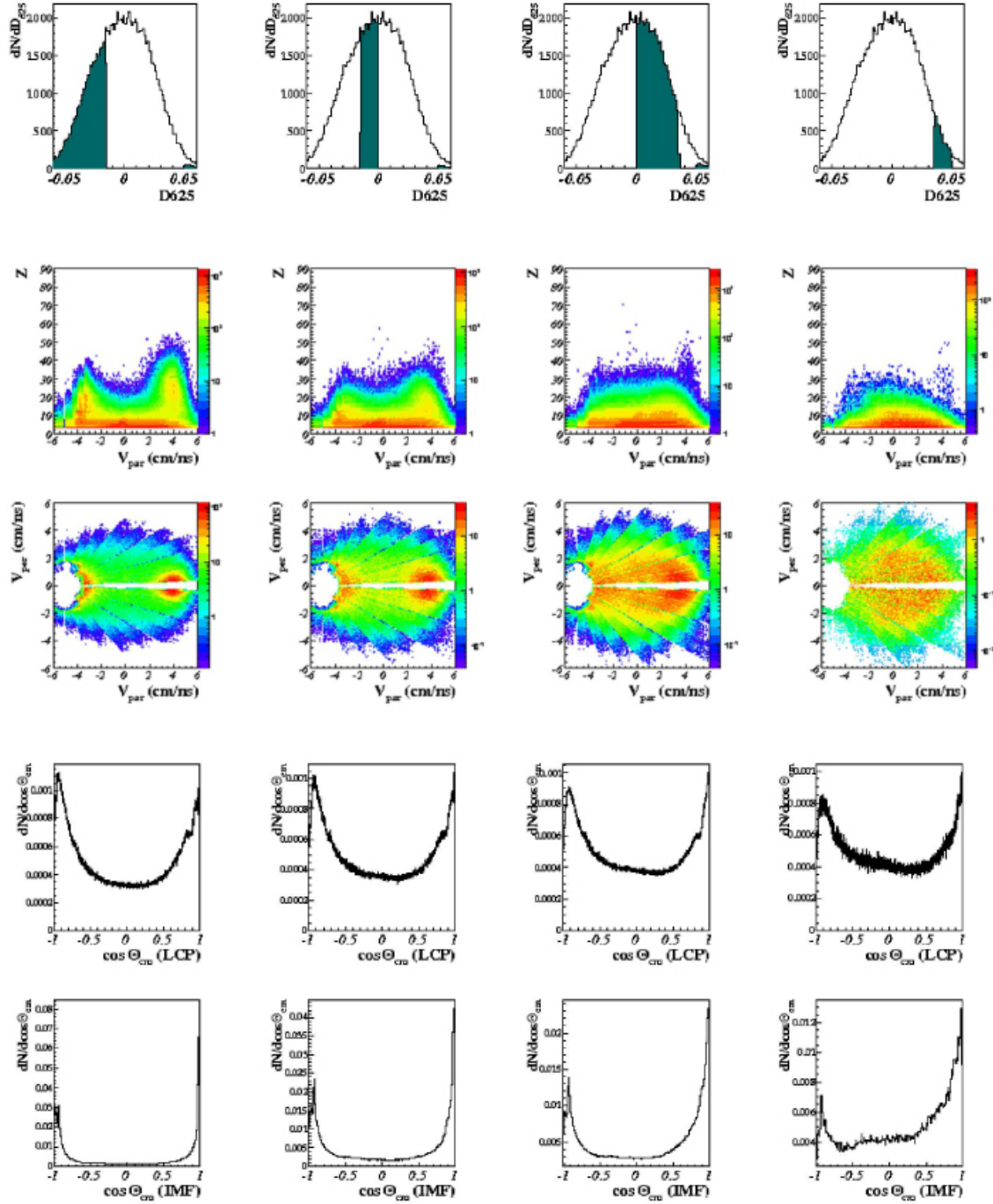


FIG. B.34 – Xe+Sn à 50 MeV/u. **La topologie.** Première ligne : distributions de D_{625} . Les régions bleutées correspondent aux valeurs sélectionnées pour chaque case. Deuxième ligne : Corrélation entre la charge des fragments ($Z \geq 5$) et leur vitesse dans le centre de masse. Troisième ligne : Corrélations des vitesses parallèles et perpendiculaires des fragments ($Z \geq 5$). Quatrième et cinquième lignes : distributions angulaires des LCPs ($Z \leq 2$) et IMFs ($Z \geq 3$).

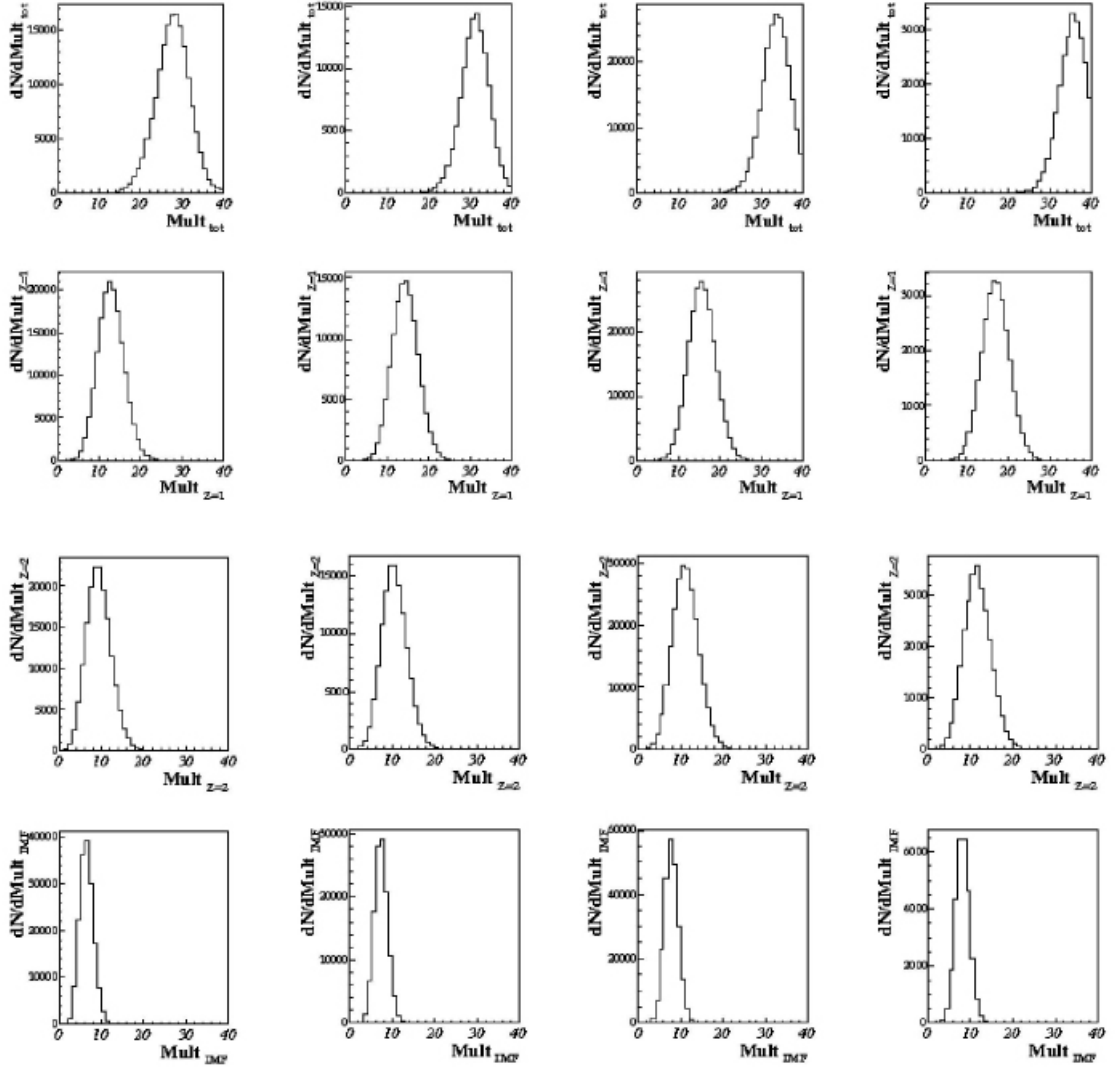


FIG. B.35 – Xe+Sn à 50 MeV/u. **Les multiplicités.** Première ligne : La multiplicité totale. Deuxième ligne : La multiplicité des produits de charge $Z=1$. Troisième ligne : La multiplicité des produits de charge $Z=2$. Quatrième ligne : La multiplicité d'IMFs ($Z \geq 3$).

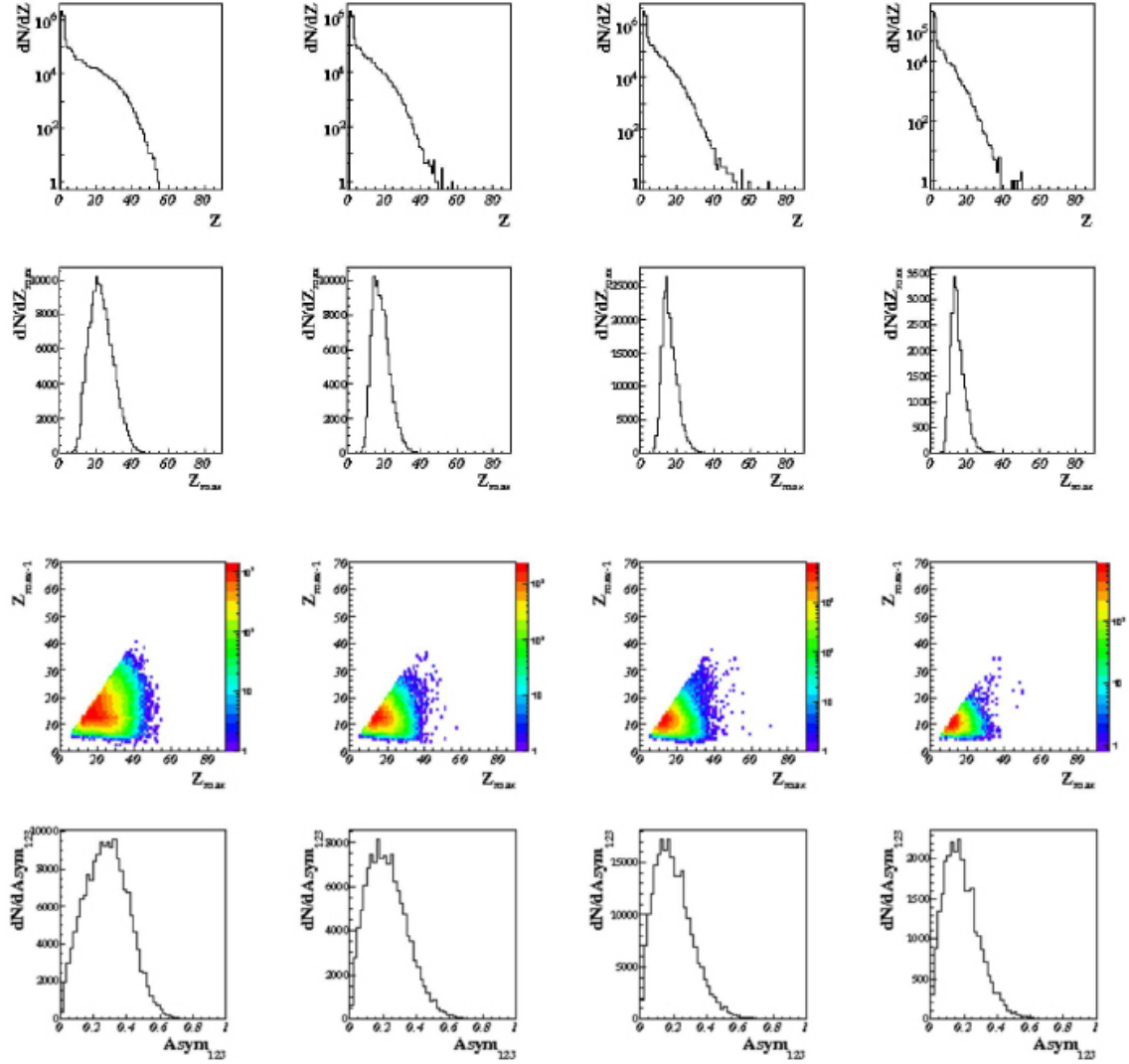


FIG. B.36 – Xe+Sn à 50 MeV/u. **Les produits chargés.** Première ligne : la distribution en charge. Deuxième ligne : la charge du produit de réaction le plus lourd Z_{max} . Troisième ligne : la corrélation entre les deux produits les plus lourds. Quatrième ligne : l'asymétrie entre les trois produits chargés les plus lourds.

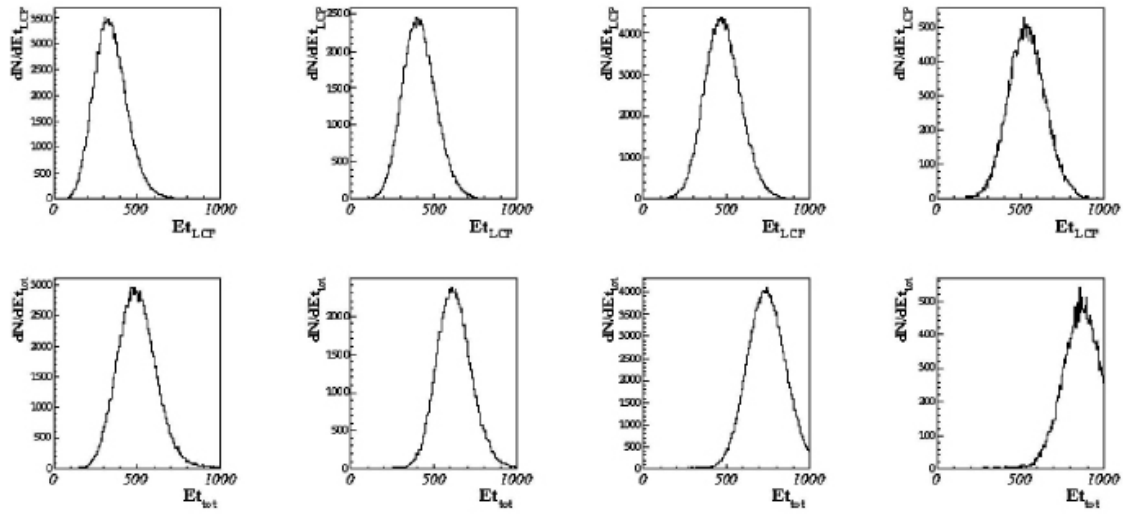


FIG. B.37 – Xe+Sn à 50 MeV/u. **La dissipation.** Première ligne : L'énergie transverse des particules légères ($Z=1, Z=2$). Deuxième ligne : L'énergie transverse totale.

Bimodalité en collisions périphériques et centrales : systématiques et comparaisons.

Résumé :

La bimodalité dans les collisions d'ions lourds a été observée, ces dernières années, pour différents systèmes sur une large gamme d'énergies incidentes (de 35 MeV/u à 1 GeV/u). Dans cette thèse, nous réalisons une étude systématique du caractère bimodal de la distribution du plus gros fragment produit (Z_{max}), pour différents systèmes disponibles dans les données INDRA. Les collisions périphériques (Au+Au de 60 à 150 MeV/u et Xe+Sn de 80 à 100 MeV/u) servent de base de travail afin de tester l'influence des différents tris et sélections sur l'observation de la bimodalité. Deux interprétations possibles sont alors envisagées en s'appuyant sur des modèles : soit cette observation est due à la dynamique de la collision (ELIE), soit elle est reliée à la désexcitation d'une source (SMM) signant ainsi une transition de phase. Les résultats supportent la seconde interprétation. On considère alors Z_{max} comme paramètre d'ordre, et une procédure de repondération de l'énergie d'excitation (E^*) permet d'extraire la chaleur latente de la transition. Pour les collisions centrales (Ni+Ni de 32 MeV/u à 74 MeV/u et Xe+Sn de 25 à 50 MeV/u), les événements conduisant à la formation de mono-source sont isolés par l'intermédiaire d'une méthode statistique (Analyse Factorielle Discriminante). La bimodalité sur Z_{max} est alors étudiée, en cumulant les différentes données disponibles selon l'énergie incidente et en appliquant la repondération sur la distribution d'énergie d'excitation ainsi obtenue. Le comportement bimodal est beaucoup moins net que celui observé dans les collisions périphériques. Les raisons de cette différence sont discutées.

Mots clés : Physique nucléaire, transitions de phases, interactions d'ions lourds, dynamique, thermodynamique.

Bimodality in peripheral and central collisions : systematic and comparisons.

Abstract :

During the last few years, bimodality in heavy ions collisions has been observed for different systems, on large energy scale (from 35 MeV/u up to 1 GeV/u). In this thesis, the bimodal behaviour of the largest fragment distribution (Z_{max}) is studied for different INDRA data sets. For peripheral collisions (Au+Au from 60 to 150 MeV/u, Xe+Sn 80-100 MeV/u), the influence of sorting and selections on bimodality is tested. Then, two different approaches based on models are considered. In the first one (ELIE), bimodality would reflect mainly the collision geometry and the Fermi motion of the nucleon. In the second one (SMM), bimodality would reflect a phase transition of nuclear matter. The data are in favour of the second model. Z_{max} can then be considered as an order parameter of the transition. A reweighting procedure producing a flat excitation energy distribution is used to achieve comparisons between various bombarding energies and theoretical predictions based on a canonical approach. A latent heat of the transition is extracted. For central collisions (Ni+Ni from 32 to 74 MeV/u and Xe+Sn from 25 to 50 MeV/u) single source events are isolated by a Discriminant Factor Analysis. Bimodality is then looked for, in cumulating the different incident energies and in applying the reweighting procedure of the corresponding excitation energy as done for peripheral collisions. The bimodality behaviour is less evidence for central collisions than for peripheral ones. The possible reasons of this difference are discussed.

Keywords : Nuclear physics, phase transition, heavy ions reactions, dynamics, thermodynamics.

Discipline : Constituants élémentaires et physique théorique